



HAL
open science

Simulations numeriques de modeles gaussiens et non-gaussiens de formation des galaxies

Hugues Mathis

► **To cite this version:**

Hugues Mathis. Simulations numeriques de modeles gaussiens et non-gaussiens de formation des galaxies. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2002. Français. NNT : . tel-00003239

HAL Id: tel-00003239

<https://theses.hal.science/tel-00003239>

Submitted on 6 Aug 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III - PAUL
SABATIER

Ecole Doctorale : Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de
l'Espace – Spécialité : Cosmologie

**SIMULATIONS NUMERIQUES DE MODELES
GAUSSIENS ET NON-GAUSSIEN DE FORMATION
DES GALAXIES**

Hugues MATHIS

Max-Planck Institut für Astrophysik
Karl-Schwarzschild-Straße 1
Postfach 1317
D-85741 Garching-bei-München, Allemagne

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse - UMR 5572
Observatoire Midi-Pyrénées
14, avenue E. Belin 31400 Toulouse

Soutenue le 26 avril 2002 à l'Observatoire Midi-Pyrénées devant la Commis-
sion d'Examen :

M. Alain BLANCHARD

M. Gary MAMON

M. Guy MATHEZ

Mme Roser PELLÓ

M. Eduard SALVADOR-SOLÉ

Mme Geneviève SOUCAIL

M. Romain TEYSSIER

M. Simon WHITE

Président

Rapporteur

Directeur de thèse

Examinatrice

Rapporteur

Examinatrice

Examineur

co-Directeur de thèse

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III - PAUL
SABATIER

Ecole Doctorale : Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de
l'Espace – Spécialité : Cosmologie

**SIMULATIONS NUMERIQUES DE MODELES
GAUSSIENS ET NON-GAUSSIEN DE FORMATION
DES GALAXIES**

Hugues MATHIS

Max-Planck Institut für Astrophysik
Karl-Schwarzschild-Straße 1
Postfach 1317
D-85741 Garching-bei-München, Allemagne

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse - UMR 5572
Observatoire Midi-Pyrénées
14, avenue E. Belin 31400 Toulouse

Soutenue le 26 avril 2002 à l'Observatoire Midi-Pyrénées devant la Commis-
sion d'Examen :

M. Alain BLANCHARD

M. Gary MAMON

M. Guy MATHEZ

Mme Roser PELLÓ

M. Eduard SALVADOR-SOLÉ

Mme Geneviève SOUCAIL

M. Romain TEYSSIER

M. Simon WHITE

Président

Rapporteur

Directeur de thèse

Examinatrice

Rapporteur

Examinatrice

Examineur

co-Directeur de thèse

SIMULATIONS NUMERIQUES DE MODELES GAUSSIENS ET NON-GAUSSIEN
DE FORMATION DES GALAXIES

AUTEUR : Hugues MATHIS

DIRECTEUR DE THESE : M. Guy MATHEZ

LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : Observatoire Midi-Pyrénées, le 26 avril 2002

RESUME : on étudie d'abord la formation des galaxies dans le cadre du modèle standard en utilisant des simulations numériques *contraintes* puis on invalide un schéma concurrent où l'assemblage des galaxies brillantes est *a priori* plus précoce. Deux grandes simulations de cosmologies CDM (Λ CDM et τ CDM) avec des fluctuations de densité initiale gaussiennes sont analysées. Elles reproduisent l'Univers Local jusqu'à $cz=8000$ km/s. Les populations de galaxies sont normalisées avec la relation de Tully-Fisher et la fonction de luminosité locale en bande B. La position et la masse des principaux amas proches coïncident et leurs plus brillantes galaxies montrent un accord raisonnable avec les populations réelles. On compare alors aux catalogues *PSCz* et *UZC* : la structure à grande échelle observée localement se retrouve, prouvant le succès de l'ensemble des techniques numériques utilisées, de la contrainte du champ de densité initial au modèle semi-analytique de formation des galaxies. De plus, jusqu'à leur limite de résolution, les simulations montrent de grands volumes *vides* de halos de DM et de tout type de galaxies, en accord avec les observations. La fonction de luminosité simulée à $z=3$ est plus faible que les données, mais les modèles sont suffisants pour donner un aperçu des propriétés et de la répartition spatiale des Galaxies Lyman Break, des hôtes de QSO, et de leurs descendants à $z=0$. Enfin, on considère le modèle isocourbure avec matière noire froide (ICDM) proposé par Peebles : les fluctuations initiales de densité de DM γ sont fortement non-gaussiennes. On effectue deux simulations de côtés respectifs 600 et 162 Mpc/h. On confirme des prédictions analytiques simples à $z=0$ et on trouve que les longueurs de corrélation des amas et la forme de la distribution de leurs vitesses propres permettent d'invalider ce modèle sur la base des données actuelles. Il est aussi exclu par des mesures récentes des anisotropies du CMB.

MOTS-CLES :

cosmologie : simulations à N corps

cosmologie : théorie

galaxies : formation et évolution

cosmologie : statistiques

cosmologie : structure à grande échelle

galaxies : amas

Ecole Doctorale : Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace
Spécialité : Cosmologie

Max-Planck Institut für Astrophysik
Karl-Schwarzschild-Straße 1
Postfach 1317
85741 Garching-bei-München, Allemagne

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse
Observatoire Midi-Pyrénées (UMR 5572)
14, avenue E. Belin
31400 Toulouse, France

Pour mes parents

Remerciements

Je tiens à remercier mon directeur de thèse à Toulouse, M. Guy Mathez, d'avoir bien voulu m'accepter comme étudiant sous sa tutelle, tout en sachant que j'allais effectuer mes travaux de recherche en Allemagne. Je remercie mon superviseur à Munich, M. Simon White, de m'avoir fait confiance et de m'avoir permis d'effectuer ma thèse au Max-Planck Institut für Astrophysik (MPA), dans un environnement des plus favorables à la recherche. J'ai notamment pu utiliser les moyens de calcul assez considérables dont dispose la société Max-Planck pour mes travaux, avec une grande liberté. Je lui suis reconnaissant également pour sa disponibilité malgré ses lourdes responsabilités administratives, pour son dynamisme, ses nombreux encouragements et ses conseils toujours pertinents. Ils m'ont permis d'avoir non seulement une vision globale et synthétique de l'astronomie, mais aussi de commencer à pouvoir discerner, avec l'expérience, les idées judicieuses des moins bonnes, et à toujours raisonner en termes physiques plutôt qu'en termes "informatiques".

Je remercie MM. Gary Mamon, Eduard Salvador-Solé et Joseph Silk pour avoir bien voulu rapporter sur ma thèse. Je remercie les membres du jury pour avoir facilement accepté d'assister à ma soutenance, et en particulier MM. G. Mamon, E. Salvador-Solé, R. Teyssier et S. White pour avoir fait le déplacement sur Toulouse.

Je suis redevable à Mme Guinevere Kauffmann pour avoir bien voulu me donner accès à son code semi-analytique de formation des galaxies, ce qui m'a permis de bien débiter, et pour avoir été disponible à l'occasion de mes nombreuses questions. Ma gratitude va également à Volker Springel pour son aide dans l'analyse des simulations, ses remarques sur les modèles semi-analytiques, et son expérience très précieuse sur des points techniques qui m'a permis d'éviter de nombreuses erreurs et des pertes de temps substantielles. De même, Naoki Yoshida m'a aidé à réaliser les simulations de matière noire du modèle non-gaussien sans problèmes, et son savoir-faire sur le CRAY T3E m'a été très utile. Je suis reconnaissant aussi aux ingénieurs du Centre de Calcul de Garching (RechenZentrum Garching ou RZG) pour leur sollicitude à résoudre les problèmes de hardware et aux administrateurs système du RZG, Werner Nagel et Andreas Schott, du MPA, Hans-Werner Paulsen, Norbert Grüner et Bernd Christandl pour leur dévouement et leur souplesse, en particulier dans la récupération des répertoires effacés (!) et dans l'attribution des quotas d'espace disque. Enfin, les complications administratives en tout genre ont toujours été résolues efficacement et avec le sourire par Cornelia Rickl et Maria Depner.

Je remercie Naoki Yoshida et Rigoberto Casas de m'avoir supporté pendant trois ans dans le bureau 252. Sans la constante bonne humeur de Simone, de Brice, de Jon et des Italiens de Padoue en visites fréquentes au MPA, la thèse aurait pu prendre une tournure un peu trop rigide, et l'ambiance de travail n'aurait pas été si agréable. Je n'oublierai pas les bons moments passés ensemble, au Bier ou TeeStube, à l'Opera Deluxe ... (ou même simplement au "coffee corner" du MPA !) qui m'ont permis d'apprécier la vie Munichoise, aussi en dehors des ordinateurs. Merci à Olivier pour son enthousiasme infaillible. Un second grand merci à

Rigoberto pour une certaine adresse email ;-), et plus encore à la personne qui m'a répondu.

Enfin, mes parents m'ont toujours aidé par leur constante attention, leur écoute pour mes problèmes matériels en particulier, et m'ont sans cesse encouragé à poursuivre mes efforts, quelque part aussi pour réaliser un rêve.

Avant propos

*La joie de contempler et de comprendre, voilà le langage
que me porte la nature.*

Albert Einstein, *Comment je vois le monde*

La cosmologie a connu un essor spectaculaire au long du XX^e siècle, amorcé par deux révolutions parallèles : la première, théorique, avec la relativité générale (1915), la seconde, observationnelle avec l'avènement des grands télescopes (2,57 m et 5 m des Monts Wilson et Palomar en 1919 et 1950) et le développement des plaques photographiques à la fin du XIX^e siècle. Les progrès techniques ultérieurs (CCD, ouverture de nouvelles fenêtres électromagnétiques grâce à la conquête spatiale) et l'impact des observations résultantes sur l'évolution des idées ont permis à l'astronomie extragalactique et à la cosmologie de passer d'une science plutôt "qualitative et descriptive" à une science "quantitative et prédictive". Ces deux dernières décennies ont témoigné d'une accélération encore plus marquée, et, même si de nombreuses questions restent posées, on entrevoit le point où le modèle cosmologique "standard" tel qu'il est généralement admis aujourd'hui par la communauté (distribution de matière homogène et isotrope à grande échelle, géométrie Euclidienne grâce à la contribution d'une constante cosmologique à la densité de matière et de radiation pour atteindre la densité critique) permettra une explication synthétique de la formation des grandes structures de l'univers et de l'évolution des galaxies, à partir de fluctuations de densité probablement produites durant une période d'inflation. On a pu comparer l'époque actuelle à un âge d'or de la cosmologie et dire que la recherche sur la formation des galaxies touchait à sa fin (voir la figure 1 dans Ellis 2001). Toutefois, il reste encore de nombreuses possibilités de surprise en astrophysique, avant d'en arriver au point où l'essentiel de nos lacunes sur l'histoire de l'univers sera repoussé aux tout premiers instants après le Big Bang : au domaine des hautes énergies et de la physique des particules. Les résultats issus des grands catalogues de galaxies en cours d'achèvement (spectre de puissance de la distribution des galaxies mesuré à grande échelle à partir du *SDSS* par exemple) et ceux issus des futures expériences embarquées (*MAP*, *Planck*) mesurant les positions et les amplitudes des pics acoustiques du spectre de puissance des fluctuations du fond de rayonnement cosmique micro-onde (en anglais *Cosmic Microwave Background* ou CMB), au-delà du premier pic acoustique (déterminé par les expériences *BOOMERANG* et *MAXIMA* voir respectivement de Bernardis et al. 2000; Hanany et al. 2000) sont attendus avec une impatience justifiée.

Si un goût personnel pour l'astronomie m'a motivé dans l'apprentissage de la physique,

c'est surtout la possibilité de participer à cette aventure dans une période de recherche intense et riche en nouvelles données observationnelles qui m'a conduit à entreprendre cette thèse. En particulier, la possibilité de travailler à la fois sur le modèle standard, puis sur une alternative initialement viable, et de les comparer, m'a séduit. De plus, la variété des techniques algorithmiques utilisées pour les simulations est largement instructive. Je brosse ici les traits généraux, qualitatifs, des modèles gaussiens et non-gaussiens et la motivation de leur étude respective. Puis dans la suite de l'avant-propos, je discute brièvement les codes utilisés et leurs domaines physiques d'application.

Parmi les composantes contribuant à la densité totale de l'univers, considérons celle qui est actuellement dominante parmi celles qui sont capables d'évoluer gravitationnellement. Dans le cadre du paradigme standard, il s'agit d'une masse "cachée", et on la désigne sous le terme de matière noire (en anglais *Dark Matter* : DM). Dans l'ensemble de la thèse, on supposera, comme il est fréquemment admis, que cette matière noire est froide (*Cold Dark Matter* ou CDM : sa vitesse de dispersion est non-relativiste, depuis $z \gg z_{eq}$), non-baryonique, et qu'elle n'interagit avec elle-même et avec les baryons que par gravité (par exemple, il peut s'agir d'axions ou d'une autre particule massive de spin 0).

L'hypothèse d'une forme gaussienne pour la densité de probabilité (DP) des fluctuations initiales de cette composante CDM est à la fois simple et théoriquement justifiable, elle n'est cependant absolument pas *nécessaire*. On étudiera dans la deuxième partie de cette thèse un modèle numérique reproduisant la distribution des galaxies dans l'Univers Local (jusqu'à $cz \sim 8000 \text{ km s}^{-1}$), dans le cadre du modèle gaussien standard, ceci pour deux cosmologies CDM dont celle actuellement la plus favorisée par les observations (notée Λ CDM).

Un modèle avec une DP non-gaussienne telle celle considérée dans la troisième partie, dans la mesure où il est en accord *précis* avec les observations des structures à grande échelle et des anisotropies du CMB (comme ce fut le cas avant la parution des résultats de l'expérience *BOOMERANG*), est certes plus complexe et plus *ad hoc* lorsque l'on considère la construction théorique du processus de génération des fluctuations durant l'inflation. Cependant, sa DP possède des avantages dans le domaine de la formation des galaxies, et il mérite donc aussi une certaine attention en complément de celle due au modèle standard. En fait, il s'est avéré que ce modèle non-gaussien n'est qu'en accord grossier avec les plus récentes mesures du spectre de puissance des fluctuations du CMB (position et amplitude du premier pic acoustique), mais il faut noter que ce spectre dépend des *mécanismes* à l'origine des fluctuations, et qu'il est indépendant de la *forme* de la DP des fluctuations primordiales de densité de la matière noire. Il demeure donc scientifiquement intéressant d'estimer dans quelle mesure le caractère fortement non-gaussien du modèle le différencie du modèle standard au niveau de la formation des grandes structures et des galaxies : d'une part parce que cela aide à discerner quels sont les tests qui, appliqués soit à l'Univers Local, soit à la population des galaxies assemblées à grand z , vont être les plus sensibles à la forme de la DP des fluctuations, d'autre part parce qu'il peut être possible, en imaginant d'autres mécanismes pour la génération des fluctuations durant l'inflation, ou en complexifiant légèrement ceux proposés, de mettre le modèle en accord avec les observations du CMB, sans modifier la forme de la DP des variations de température.

Les simulations numériques ont acquis une place considérable dans l'étude de la formation des structures et de l'évolution non-linéaire de ces fluctuations de densité à l'origine

des galaxies. Elles constituent le moyen idéal pour (1) explorer l'espace des paramètres du "modèle standard" et pour (2) tester la qualité des alternatives possibles, en comparant leurs prédictions aux observations qu'elles complètent aussi quand il s'agit de tester des schémas analytiques. Un nombre croissant de groupes de recherche en cosmologie a consenti depuis les années 1970 de larges efforts dans le développement, les tests et les applications de codes réalisant ces simulations.

Parmi eux, le groupe de cosmologie numérique du MPA a acquis une expertise reconnue tant dans la simulation et l'étude de la formation, la distribution et le regroupement des grandes structures comme les amas de galaxies, les vides, les galaxies jusqu'à une résolution de luminosité comparable à celle de la Voie Lactée ou du Grand Nuage de Magellan, que dans la simulation d'amas, de groupes de galaxies ou de galaxies individuels, où les modèles sont nécessairement plus détaillés.

Dans le premier cas, les volumes étudiés peuvent contenir plusieurs dizaines d'amas de galaxies de la taille de Coma, voire approcher en taille l'univers observable (cf. les simulations de "Hubble Volume" du Consortium VIRGO : Frenk et al. 2000). Seule la dynamique gravitationnelle de la matière noire y est généralement simulée, dans un univers en expansion. Les codes suivant l'évolution de la matière noire seule sont bien maîtrisés et ils ne constituent plus actuellement un thème majeur de développement. Ce type de simulations peut alors être utilisé pour la formation des galaxies, et un schéma pour l'évolution est baryons peut être ajouté de manière "analytique", une fois la dynamique de la matière noire calculée à partir d'un z initial élevé, typiquement $z \sim 50$, jusqu'à l'époque actuelle. Ces seconds types de codes sont toujours un domaine actif de recherche : l'inclusion de nouveaux processus physiques se fait en parallèle avec le gain en résolution de masse obtenu dans les simulations de matière noire. Alternativement, des techniques numériques "Monte-Carlo" ont été développées pour simuler la formation *hiérarchique* des galaxies, sans tenir compte de leur répartition spatiale.

Dans le deuxième cas, avec des modèles plus développés, les tailles des régions simulées, cas d'un amas seul par exemple, atteignent quelques ou quelques dizaines au plus de Mpc. Les capacités de calcul permettent de descendre à des résolutions en masse où il est raisonnable de modéliser l'hydrodynamique des baryons en plus de leur évolution gravitationnelle et de celle de la matière noire pour obtenir davantage de précision sur la distribution spatiale des deux composantes, et les propriétés thermodynamiques de la première.

Les résultats présentés dans cette thèse concernent généralement des échelles où les effets de la dynamique des baryons sont négligeables, et on utilisera exclusivement les simulations du premier type : matière noire seule.

Remarques sur les notations et quelques abbréviations

- on écrira $\ln(x)$ pour les logarithmes en base e et $\log(x) = \log_{10}(x)$ pour la base 10, si elle n'est pas précisée.

| Objet | Abbréviation |
|---|--------------|
| Nucléosynthèse Primordiale | BBN |
| Matière Noire (Froide, "Tiède", Chaude) | (C,W,H)DM |
| "Cloud In Cell" | CIC |
| Fond de Rayonnement Cosmologique | CMB |
| Système Lyman- α Amorti | DLAS |
| Densité de Probabilité | DP |
| Einstein-De Sitter | EdS |
| Transformée de Fourier Numérique | FFT |
| Fonction de Luminosité | FL |
| Fonction de Masse | FM |
| Fonction de Masse Initiale | FMI |
| Fonction de Transfert | FT |
| Filtre à Préservation de Puissance | FPP |
| Fonction de Probabilité des Vides | FPV |
| Galaxie Bleue Compacte | GBC |
| Galaxie à Faible Luminosité de Surface | GFLS |
| Grand Nuage de Magellan | GNM |
| Galaxie la Plus Lumineuse | GPL |
| Nuage Gazeux Rapide | HVC |
| Isocourbure Matière Noire Froide | ICDM |
| Infrarouge Lointain | IRL |
| Milieu Interstellaire | ISM |
| Galaxie "Lyman Break" | LBG |
| "Nearest Grid Point" | NGP |
| Petit Nuage de Magellan | PNM |
| Particule la Plus Liée | PPL |
| Spectre de Puissance | PS |
| Quasar | QSO |
| Semi-Analytique | SA |
| Supergalactique | SG |
| Supernovae | SNe |
| Relation de Tully-Fisher | TF |
| Taux de Formation Stellaire | TFS |
| "Triangular Shaped Cloud" | TSC |
| Voie Lactée | VL |

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Introduction | 21 |
| 1 Perspective historique en cosmologie | 23 |
| 1.1 La vision prérelativiste de l'univers | 23 |
| 1.2 L'expansion homogène et le modèle du Big Bang chaud | 24 |
| 1.3 Les fluctuations de densité | 25 |
| 1.3.1 Développement de la théorie linéaire | 25 |
| 1.3.2 Défauts topologiques | 26 |
| 1.3.3 Fluctuations quantiques | 26 |
| 1.4 La formation des galaxies | 27 |
| 1.5 Développements récents : émergence du modèle standard | 28 |
| 2 Objectifs de thèse | 31 |
| 2.1 Tests de modèles CDM gaussiens avec les simulations de l'Univers Local | 32 |
| 2.2 Quelques problèmes du modèle Λ CDM | 32 |
| 2.3 Motivations pour l'étude numérique d'un modèle non-gaussien | 34 |
| | |
| Première partie : rappels théoriques et techniques numériques | 39 |
| 1 L'univers homogène : notations et définitions | 41 |
| 1.1 L'expansion homogène | 41 |
| 1.2 L'inflation | 45 |
| 2 Evolution linéaire des fluctuations primordiales | 49 |
| 2.1 L'approximation newtonienne | 50 |
| 2.1.1 Conditions | 50 |
| 2.1.2 Equations maîtresses | 51 |
| 2.1.3 Perturbations de densité | 51 |
| 2.1.4 Perturbations des vitesses | 53 |
| 2.2 Le cas relativiste | 53 |
| 2.2.1 Choix de la jauge et cas général | 54 |
| 2.2.2 Conditions initiales des modes adiabatique et isocourbure | 55 |
| 2.2.3 Evolution du système à deux composants | 57 |
| 2.3 Outils statistiques | 59 |
| 2.3.1 Hypothèses | 59 |
| | |
| | 13 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 2.3.2 | Densité de probabilité | 60 |
| 2.3.3 | Spectre de puissance et fonction de corrélation | 61 |
| 2.3.4 | Champ aléatoire gaussien | 62 |
| 2.3.5 | Méthodes d'interpolation | 64 |
| 2.3.6 | Fonctions de transfert des cas adiabatique et isocourbure CDM | 65 |
| 2.3.7 | Fluctuations du CMB aux premiers harmoniques | 68 |
| 3 | Modèles non-linéaires de l'évolution de la matière noire | 73 |
| 3.1 | L'approximation de Zel'dovich | 74 |
| 3.2 | Modèles analytiques des halos | 76 |
| 3.2.1 | Le modèle de collapse sphérique | 76 |
| 3.2.2 | Profils de densité | 77 |
| 3.3 | Théorie de Press-Schechter | 78 |
| 4 | Simulations numériques et modèles semi-analytiques de formation des galaxies | 83 |
| 4.1 | Introduction | 84 |
| 4.2 | Algorithmes d'évolution de la matière noire | 85 |
| 4.2.1 | Représentation par N corps | 85 |
| 4.2.2 | Méthodes P^3M | 86 |
| 4.2.3 | Méthodes "arborescentes" | 87 |
| 4.2.4 | Conditions initiales | 87 |
| 4.3 | Algorithmes semi-analytiques | 88 |
| 4.3.1 | Premiers développements analytiques | 88 |
| 4.3.2 | La technique Monte-Carlo | 91 |
| 4.3.3 | La combinaison N corps et semi-analytique | 95 |

Deuxième partie : le paradigme standard de formation et d'évolution des galaxies **115**

| | | |
|----------|--|------------|
| 1 | Simulations locales contraintes de matière noire | 117 |
| 1.1 | Construction des conditions initiales | 118 |
| 1.1.1 | Contraintes sur un champ aléatoire gaussien | 118 |
| 1.1.2 | L'algorithme de Kolatt et al. (1996) | 119 |
| 1.1.3 | Le redshift survey <i>IRAS</i> à 1.2 Jy | 120 |
| 1.2 | Evolution de la matière noire | 123 |
| 1.2.1 | Répartition initiale des particules | 124 |
| 1.2.2 | Paramètres numériques des simulations | 125 |
| 1.3 | Distribution finale de DM à $z = 0$ | 125 |
| 1.4 | Conclusion | 126 |
| 2 | Modélisation et normalisation de la population des galaxies | 131 |
| 2.1 | Modifications du modèle semi-analytique | 131 |
| 2.1.1 | Arbres hiérarchiques | 132 |
| 2.1.2 | Fusion galaxie centrale-galaxie satellite | 133 |
| 2.2 | Ajustement des paramètres libres | 133 |
| 2.2.1 | Variations de la fraction de baryons | 134 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 2.2.2 | Influence de l'efficacité de formation stellaire α | 136 |
| 2.2.3 | Influence de l'efficacité du recyclage ϵ | 138 |
| 2.2.4 | Choix du modèle de recyclage | 141 |
| 2.3 | Modèles définitifs | 142 |
| 2.3.1 | Paramètres et résolution | 142 |
| 2.3.2 | Relation de Tully-Fisher | 143 |
| 2.3.3 | Fonctions de luminosité en bande b_j | 145 |
| 2.3.4 | Propriétés des galaxies semblables à la Voie Lactée | 146 |
| 2.3.5 | Morphologies et couleurs | 147 |
| 2.4 | La population des galaxies à $z = 0$ | 149 |
| 2.4.1 | Distribution qualitative : plan supergalactique | 149 |
| 2.4.2 | Amas de galaxies | 155 |
| 2.4.3 | Résultats en bande K | 157 |
| 2.5 | Conclusion | 161 |
| 3 | Comparaison aux amas locaux | 165 |
| 3.1 | Matière noire dans les amas | 166 |
| 3.2 | Luminosité des galaxies des amas | 168 |
| 3.3 | Rapports M/L | 171 |
| 3.4 | Répartition morphologique radiale projetée | 173 |
| 3.5 | Conclusion | 174 |
| 4 | Comparaison à deux catalogues de galaxies | 177 |
| 4.1 | Construction des catalogues artificiels | 178 |
| 4.1.1 | Le catalogue <i>PSCz</i> | 178 |
| 4.1.2 | Le catalogue <i>UZC</i> | 181 |
| 4.2 | Champs de densité filtrés à grande échelle | 181 |
| 4.2.1 | Méthode | 181 |
| 4.2.2 | Galaxies optiques vs. galaxies IRL vs. masse | 182 |
| 4.2.3 | Λ CDM vs. τ CDM | 183 |
| 4.2.4 | Galaxies <i>PSCz</i> simulées comparées aux observations | 186 |
| 4.3 | Fonctions de corrélation | 187 |
| 4.3.1 | Autocorrélations | 188 |
| 4.3.2 | Corrélations croisées | 190 |
| 4.4 | Conclusion | 193 |
| 5 | Les vides dans la population locale | 195 |
| 5.1 | Introduction | 196 |
| 5.1.1 | Observations | 196 |
| 5.1.2 | Précédentes études numériques | 197 |
| 5.1.3 | Utilité des simulations contraintes | 198 |
| 5.1.4 | Techniques employées | 199 |
| 5.2 | Exemple de distribution de galaxies autour d'un "vide" | 200 |
| 5.3 | Définition des échantillons tests des galaxies simulées | 202 |
| 5.3.1 | Galaxies de référence | 203 |
| 5.3.2 | Halos de matière noire | 205 |
| 5.3.3 | Sélection en luminosité | 205 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 5.3.4 | Sélection en couleur | 205 |
| 5.3.5 | Sélection en morphologie | 207 |
| 5.4 | Environnements des populations test de galaxies | 207 |
| 5.4.1 | Densité des environnements | 207 |
| 5.4.2 | Fonctions de luminosité | 211 |
| 5.5 | Statistiques à deux points sur les populations test | 214 |
| 5.5.1 | Fonctions de corrélation | 215 |
| 5.5.2 | Statistiques du plus proche voisin | 218 |
| 5.5.3 | Méthode | 218 |
| 5.5.4 | Résultats | 218 |
| 5.6 | Conclusion | 222 |
| 6 | Evolution des galaxies depuis $z \sim 5$ | 227 |
| 6.1 | Propriétés des LBG et des QSO depuis $z \sim 5$ | 228 |
| 6.1.1 | Galaxies actives (LBG) | 228 |
| 6.1.2 | Galaxies hôtes des QSO | 247 |
| 6.2 | Evolution des taux de fusion et de formation stellaire globaux | 249 |
| 6.2.1 | Taux de fusion des galaxies | 251 |
| 6.2.2 | Taux de formation stellaire | 252 |
| 6.3 | Exemples d'évolutions typiques de galaxies | 254 |
| 6.3.1 | Galaxies centrales | 256 |
| 6.3.2 | Galaxies satellites | 257 |
| 6.4 | Conclusion | 260 |
| 7 | Vers un modèle plus détaillé | 263 |
| 7.1 | Modèle dynamique pour le refroidissement du gaz | 264 |
| 7.2 | Traitement de la métallicité | 267 |
| 7.3 | Efficacité de la formation stellaire lors des fusions | 271 |
| 7.4 | Conclusion | 272 |

Troisième partie : une alternative non-gaussienne pour la formation des structures **277**

| | | |
|----------|---|------------|
| 1 | Introduction au modèle isocourbure CDM | 279 |
| 1.1 | Introduction : rappels sur les fluctuations primordiales | 280 |
| 1.2 | Le modèle Λ CDM avec densité de probabilité en χ^2 | 280 |
| 1.2.1 | Aperçu global | 280 |
| 1.2.2 | Spectre de puissance de ϕ et ρ | 282 |
| 1.2.3 | Densité de probabilité non-gaussienne | 285 |
| 1.3 | Contraintes observationnelles | 285 |
| 1.3.1 | Paramètres numériques | 285 |
| 1.3.2 | Choix de Ω_0 | 286 |
| 1.3.3 | Accord avec les observations | 287 |
| 1.4 | Motivations et thèmes proposés pour l'étude numérique | 288 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 2 | Quelques résultats analytiques | 293 |
| 2.1 | Introduction : construction de la fonction de masse | 293 |
| 2.2 | Longueur de corrélation des halos de DM | 295 |
| 2.3 | Conclusion | 297 |
| 3 | Construction des conditions initiales | 299 |
| 3.1 | Introduction : résumé de la méthode | 299 |
| 3.2 | Aspects numériques | 300 |
| 3.2.1 | Forme de la densité de probabilité | 301 |
| 3.2.2 | Infléchissement du spectre | 306 |
| 3.3 | Normalisation | 308 |
| 3.4 | Conclusion | 309 |
| 4 | Tests standards des simulations numériques | 311 |
| 4.1 | Introduction : présentation des simulations | 311 |
| 4.2 | Tests standards : matière noire | 314 |
| 4.2.1 | Spectre de puissance | 314 |
| 4.2.2 | Fonction de corrélation | 315 |
| 4.2.3 | DP de la surdensité de DM | 316 |
| 4.2.4 | DP du champ des vitesses propres | 317 |
| 4.3 | Tests standards : halos de matière noire | 321 |
| 4.3.1 | Profils radiaux de densité des amas | 321 |
| 4.3.2 | Fonction de masse des halos | 323 |
| 4.3.3 | Influence des modes non représentés | 324 |
| 4.4 | Conclusion | 328 |
| 5 | Statistiques sur les amas | 331 |
| 5.1 | Vitesses propres des amas | 332 |
| 5.1.1 | Précédentes études numériques gaussiennes | 332 |
| 5.1.2 | Résultats du modèle Λ CDM | 332 |
| 5.2 | Longueur de corrélation | 337 |
| 5.3 | Conclusion | 340 |
| | Conclusions et perspectives | 345 |
| | Simulations gaussiennes et non-gaussiennes | 345 |
| | Rappel des objectifs | 345 |
| | Résultats et conclusions | 346 |
| | Perspectives futures | 349 |
| | Modélisation semi-analytique | 349 |
| | Développements observationnels et théoriques | 350 |
| | Liste des publications | 353 |

Table des matières

| | |
|---------------------------|------------|
| Bibliographie | 355 |
| Liste des tableaux | 373 |
| Table des figures | 375 |

Introduction

L'astronomie est peut-être la science où le plus petit nombre de découvertes est dû au hasard ; la science où l'esprit humain apparaît dans toute sa grandeur et par laquelle l'homme peut le mieux s'instruire de son néant.

Georg Christoph Lichtenberg, *Le miroir de l'âme*

Dans cette introduction, on évoque d'abord très brièvement les repères historiques majeurs dans les observations et dans l'évolution des idées en cosmologie depuis l'Antiquité, en se concentrant bien sûr sur le XX^e siècle après la formulation de la théorie de la relativité : on suit en particulier l'émergence de la vision de Lemaître d'un univers en expansion, et l'acceptation progressive du principe cosmologique d'Einstein, qui fait l'hypothèse que l'univers est homogène et isotrope à grande échelle. On donne les étapes clé de la compréhension de la formation des grandes structures et des galaxies à partir de petites fluctuations de densité supposées engendrées par exemple à $t \sim t_{\text{GUT}}$, époque caractéristique des théories de grande unification, et développées ensuite par amplification gravitationnelle. Au cours des deux dernières décennies, des avancées observationnelles majeures ont accompagné et motivé les progrès théoriques, mais ont aussi permis de restreindre l'éventail des cosmogonies compatibles avec les données, en faveur du schéma Λ CDM : un univers plat avec constante cosmologique, où la matière capable d'évoluer gravitationnellement est dominée par une composante DM froide, dont les fluctuations de densité initiales sont gaussiennes, qui est devenu le paradigme standard. Les données les plus significatives, concernant principalement l'évolution des galaxies à grand z , leur distribution locale à grande échelle, et les anisotropies du CMB, sont rappelées.

Dans un second chapitre, le sujet de thèse est replacé dans une perspective de recherche : il s'agit d'une part de tester et si possible d'affiner le modèle standard de formation des galaxies, et éventuellement les paramètres cosmologiques comme la densité moyenne avec des outils numériques qui fournissent des prédictions inédites sur la distribution des galaxies dans l'Univers Local, et facilement confrontables aux observations, d'autre part de continuer à tester des alternatives possibles au cas Λ CDM, dont le modèle non-gaussien considéré dans la troisième partie de la thèse forme un exemple. Ce chapitre mentionnera aussi quelques problèmes récurrents rencontrés par le schéma Λ CDM, qui motivent la recherche de ces alternatives.

1

Perspective historique en cosmologie

Résumé

On présente d'abord un aperçu de l'évolution des idées en cosmologie, depuis le modèle géocentrique de l'univers, jusqu'à l'évidence d'un univers homogène à grande échelle et l'adoption du principe cosmologique. Dans un deuxième temps, on indique comment des perturbations initiales de densité ont été supposées puis confirmées comme précurseurs des galaxies, avec les hypothèses des défauts topologiques et des fluctuations quantiques durant l'inflation comme origines possibles des perturbations. On rappelle enfin les avancées théoriques et observationnelles majeures des vingt dernières années en se focalisant sur la formation des galaxies. Actuellement, la recherche d'objets toujours plus lointains qui contraignent les modèles de formation des structures à grand z se double d'un investissement sans précédent dans la construction de catalogues de galaxies plus proches (*2dF GRS*, *SDSS*), et la multiplication des expériences de mesure des fluctuations du CMB. Ces deux dernières lignes expérimentales visent surtout à contraindre les paramètres cosmologiques. A titre de référence, on notera qu'une revue plus complète de l'histoire de la cosmologie ancienne, prérelativiste, est donnée en introduction de Acker (1992). Les premiers chapitres de Peebles (1980) et de Peebles (1993) donnent une discussion de l'histoire de la cosmologie au XX^e siècle en insistant sur le principe cosmologique d'Einstein. La résolution progressive de la structure de la Voie Lactée est discutée par Binney & Merrifield (1998). Peebles (1993) et Binney & Merrifield (1998) retracent aussi brièvement l'histoire des idées dans le domaine de l'évolution des galaxies.

1.1 La vision prérelativiste de l'univers

Avant de devenir science à part entière, la cosmologie a longtemps reflété la conception que l'homme se faisait de sa place dans l'univers. Le système géocentrique de l'univers de

Platon, diffusé par Aristote dans sa *Physique*, puis repris par Ptolomée dans *l'Almageste* a constitué la vision standard du monde jusqu'à la fin du Moyen-Age. La première formulation du modèle héliocentrique date d'Aristarque de Samos (vers -280 av. J-C), elle fut laissée dans l'ombre. Copernic reprit le modèle héliocentrique pour le système solaire en 1543 (voir Kuhn 1992), et Giordano Bruno (réédité sous Bruno 1992) réalisa en 1580 que les étoiles ne sont que des soleils lointains. Galilée, fondateur de la physique quantitative moderne, formula l'hypothèse que la Voie Lactée est essentiellement constituée d'étoiles, qu'il appuya sur ses propres observations : réédition Galilée (2000). Newton énonce la loi de la gravitation universelle en 1687 dans les *Principia*. Kant (1755) émet l'hypothèse extragalactique pour les nébuleuses. En 1784, William Herschell étudie la distribution des étoiles et suggère un modèle galactique ellipsoïdal, centré sur le Soleil, qui sera repris par Kapteyn (1908), avant d'être invalidé avec difficulté par Shapley (1918). L'astrophysique elle-même prit son essor au XIX^e siècle avec les premiers spectres stellaires obtenus par Fraunhofer puis Kirchhoff, et interprétés à la fin du siècle par Schwarzschild et Planck.

Ces avancées théoriques ont bien sûr pris appui sur l'amélioration des techniques d'observation : quadrants et sextants de qualité pour les relevés de Tycho Brahé au XVI^e siècle, lunette astronomique de Galilée, construction de plusieurs télescopes de grande taille par William Herschell, et première application de l'émulsion photographique à l'astronomie avec Rosse en 1850.

1.2 L'expansion homogène et le modèle du Big Bang chaud

Lorsqu'Einstein publie sa théorie de la relativité générale en 1915, Slipher a déjà, en 1913, mesuré un systématique décalage spectral vers le rouge pour de nombreuses "nébuleuses". Leavitt a trouvé une relation entre la luminosité et la période des variables Céphéides du Grand Nuage de Magellan en 1912. La nature jusque-là incertaine de ces "nébuleuses" est résolue avec la découverte par Hubble d'une Céphéide dans M31 (Hubble 1925), qui met l'objet à un million d'années-lumière. En fait Curtis (Curtis 1920) est aussi convaincu de l'hypothèse extragalactique des "nébuleuses", grâce à son étude des "novae" (en fait des supernovae) dans la même M31.

En 1917, Einstein montre comment l'idée d'un modèle fermé et homogène de l'univers est en accord avec la théorie de la relativité générale et le principe de Mach : l'inertie d'une particule n'est pas une propriété en soi, mais est due à la présence et à l'interaction de l'ensemble des masses de l'univers. Hubble (1926), à l'aide du télescope du Mont Wilson, suggère que les galaxies sont uniformément distribuées dans les limites de ses observations. L'hypothèse de l'homogénéité de l'univers à grande échelle appelée dès lors "principe cosmologique d'Einstein" par Milne, sera confirmée par les données ultérieures, sur des distances de $\sim 100 h^{-1}$ Mpc. Toutefois, une distribution homogène de matière à grande échelle n'est pas en accord avec un univers statique. Einstein introduisit une "constante cosmologique" dans les équations afin de permettre cette solution statique en présence d'une distribution uniforme de matière. En 1917, de Sitter avait montré que la géométrie de l'univers dans le cadre relativiste pouvait être statique si la quantité totale de matière était négligeable (de Sitter 1917), par exemple avec l'hypothèse non extragalactique des "nébuleuses". C'est Friedmann, en 1922, et Lemaître, en 1927, qui proposèrent les premiers un univers isotrope et homogène en évolution.

Sur la période 1923-1929, Hubble établit sa relation redshift-distance, qui est interprétée par Lemaître dans le cadre d'un modèle relativiste en expansion et homogène à grande échelle.

En 1933, Zwicky étudie le mouvement des galaxies dans l'amas de Coma et compare l'estimation virielle à la masse lumineuse des galaxies : le désaccord important lui fait supposer la présence de matière noire, qui dominerait la densité de matière.

Lemaître (1931) est le premier à noter la possibilité d'un Big Bang chaud ; il propose des rayons cosmiques comme vestiges observables de l'époque chaude et dense.

Alpher et al. (1948) (la publication " α, β, γ ") donnent les premiers calculs de nucléosynthèse primordiale. Gamow prédit l'existence d'un fond cosmologique diffus de rayonnement, témoin du Big Bang chaud. Il estime sa température actuelle à $T_0 = 4 K$. Le CMB est découvert à 7 cm comme "excès de température d'antenne" par Penzias & Wilson (1965), et interprété par Dicke et al. (1965). Le spectre de corps noir du rayonnement est mesuré avec précision par le satellite *COBE* en 1990 (Mather et al. 1990).

Pour résoudre différents problèmes inhérents au modèle du Big Bang chaud, en particulier la diffusion des monopoles rélicats des brisures de symétrie probables des époques de Grande Unification, Guth (1981), faisant la synthèse de travaux antérieurs, propose une période d'expansion accélérée de l'univers : l'"inflation", qui aurait lieu avant la nucléosynthèse primordiale, à des échelles d'énergie proches des GUT (Great Unification Theories). L'inflation sera reprise qualitativement dans la partie suivante de rappels théoriques.

1.3 Les fluctuations de densité

1.3.1 Développement de la théorie linéaire

L'idée de formation des grandes structures par amplification gravitationnelle de petites perturbations de densité dans un univers homogène est due à Jeans (1928), dans un contexte d'univers statique, puis à Lemaître, en 1933, dans le cas d'un univers décrit par la métrique FRW. En 1946, Lifshitz est le premier à présenter un traitement global de l'évolution linéaire des perturbations, mais aboutit à la conclusion que l'instabilité gravitationnelle est incapable de former les galaxies. Il est suivi par Bonnor (1957) qui discute le critère de Jeans en 1957. Layzer (1954) poursuit l'idée de Lemaître selon laquelle la gravité pourrait produire des structures liées qui s'associeraient dans d'autres structures plus grandes : c'est la formation *hiérarchique* des structures, entrevue par Carpenter (1938). La conclusion de Lifshitz ne fut pas invalidée immédiatement, mais avec la découverte progressive des processus physiques qui déterminent et limitent la masse des objets capables de se virialiser après que les fluctuations primordiales de densité ont crû et quitté le régime linéaire, et l'inclusion de ces effets dans le modèle de Friedmann-Lemaître aux époques critiques de (1) transition entre un univers dominé par le rayonnement et un univers dominé par la matière non-relativiste (z_{eq}) et (2) découplage entre la matière et le rayonnement (z_{dec}).

En particulier, l'évolution de la masse de Jeans avec z , qui détermine la masse minimale instable à l'effondrement gravitationnel, et en deçà de laquelle les fluctuations de densité oscillent, et par exemple l'effet d'atténuation des petites perturbations des baryons dû à la diffusion des photons ("atténuation de Silk", Silk 1968) ont été intégrés au cadre théorique d'un univers homogène depuis la fin des années 1940 pour la première et au cours des années 1970 pour la seconde.

Peebles (1965) relie la variation de l'amplitude des perturbations initiales (considérées après z_{dec}) suivant l'échelle physique considérée à la fonction de corrélation des entités (halos) de DM virialisées, dans un modèle simple et hiérarchique. Press & Schechter (1974) proposent un *ansatz* analytique pour relier cette distribution initiale à la fonction de masse des halos de DM, dans le cadre du modèle hiérarchique de formation des structures.

La question de l'origine des perturbations à $z \gg 1$ n'a trouvé d'explication physique raisonnable qu'avec les modèles de défauts topologiques et la théorie de l'inflation (Vilenkin & Shellard 1994; Kolb & Turner 1990). D'autres modèles ont aussi été proposés (e.g. explosions cosmiques), mais ils restent marginaux et ne seront pas abordés ici.

1.3.2 Défauts topologiques

Les défauts topologiques comme les textures, monopoles, cordes cosmiques, domaines cosmiques, vestiges des transitions de phase associées aux brisures de symétrie du Modèle Standard, ont été proposés comme sources possibles des fluctuations. Généralement, à très grand z , des champs ϕ_i acquièrent des valeurs homogènes ϕ_{i,V_1} sur un volume de Hubble V_1 à l'époque de la brisure de symétrie. Lorsque des régions correspondantes à différents ϕ_{i,V_j} entrent en contact causal, l'énergie associée aux gradients spatiaux des champs se développe en ces défauts topologiques, dont la dimension peut, suivant la forme du Lagrangien total, être directement fonction du nombre de champs impliqués (voir le Chapitre 16 de Peebles 1993). Des phénomènes analogues sont courants dans les transitions de phase rencontrées dans la physique de la matière condensée. Zel'dovich et al. (1975); Kibble (1976) ont aperçu les premiers les applications possibles à la cosmologie. Au début des années 1980, Vilenkin et Turok notamment ont considéré les cordes cosmiques comme sources des fluctuations primordiales de densité. Notons que la DP de la densité générée par les défauts topologiques est génériquement non-gaussienne.

1.3.3 Fluctuations quantiques

Dans le modèle le plus simple d'inflation, les fluctuations quantiques du champ scalaire dominant la densité d'énergie de l'univers durant sa phase d'expansion accélérée atteignent des dimensions classiques et engendrent, après "réchauffement", les surdensités primordiales de matière et/ou rayonnement. Cette interprétation a été proposée dès 1982 par Hawking (1982); Starobinsky (1982); Guth & Pi (1982); Bardeen et al. (1983).

L'expérience DMR de *COBE* a découvert des fluctuations de faible amplitude dans le CMB (Smoot et al. 1992). Interprétées dans un modèle simple de génération des fluctuations durant l'inflation, où la contribution à la variance du potentiel gravitationnel par chaque décade de fréquence est la même, l'amplitude mesurée des fluctuations de température est en accord avec la théorie ($\delta T/T \sim 10^{-5}$ pour le modèle Λ CDM).

Non seulement l'idée de croissance des fluctuations de densité par instabilité gravitationnelle est indirectement prouvée, mais un mécanisme de production des fluctuations est aussi consistant avec les données. L'hypothèse des défauts topologiques comme source des fluctuations a été difficile à confronter aux résultats de *COBE*, car les prévisions théoriques sont délicates. Il semble cependant qu'ils soient difficilement réconciliables avec les anisotropies observées du CMB (Pen et al. 1997).

1.4 La formation des galaxies

En 1958, Hoyle, avocat du modèle cosmologique stationnaire, notait que dans la cosmologie de Lemaître, la formation des galaxies restait difficile à justifier car elle combine l'expansion de l'univers et la condensation de la matière noire et des baryons. En effet, si la validation du principe cosmologique d'Einstein à partir de la constatation que les galaxies sont distribuées de manière homogène à grande échelle a constitué une avancée majeure, une explication définitive de la répartition spatiale des galaxies, de leur agrégation et des variations de leurs caractéristiques physiques avec leur environnement et leur redshift est une entreprise plus ardue qui n'a pris son essor qu'à la fin des années 1970. La difficulté du sujet provient de ce qu'il fait la jonction entre les questions liées aux perturbations de densité de la composante dominante de l'univers à grande échelle, et celles associées à l'évolution thermodynamique des baryons à plus petite échelle, qui met en jeu des processus complexes comme la formation stellaire, la rétroaction des supernovae (SNe) sur le gaz froid, ou l'enrichissement chimique du milieu interstellaire. De plus, des aspects de l'histoire de l'univers restent incertains comme période exacte de réionisation, l'évolution à grand z du fond de rayonnement UV, par exemple.

La question de la taille de premières structures de DM a longtemps posé problème : les amas, une fois formés, se subdivisent-ils en galaxies avec l'évolution de l'univers, selon un schéma "haut-bas" ou au contraire les galaxies s'associent-elles pour former des amas, selon un schéma "bas-haut" ? Au cours des années 1980, et avec les succès des variantes CDM, l'évidence s'est accumulée en faveur d'une coalescence hiérarchique "bas-haut" des structures.

Parmi les travaux pionniers sur la formation des galaxies, outre ceux mentionnés sur la structure de la Voie Lactée, on peut citer Eggen et al. (1962) pour l'évidence que les étoiles les plus âgées du voisinage solaire suivent des orbites excentriques et témoigneraient donc d'un effondrement initial "monobloc" du gaz du halo, alors que les étoiles plus jeunes ont des orbites plus circulaires, et se seraient formées à partir du gaz déjà en équilibre hydrostatique sur le disque. White & Rees (1978), dans le cadre de la formation hiérarchique des structures "bas-haut" expliquent la formation des disques galactiques (baryoniques) dans les halos de DM des galaxies, et la survie des disques lorsque les galaxies s'assemblent en amas, alors que leurs halos individuels tendent à se dissiper. Une avancée majeure au cours des années 1980 a été la prise de conscience que la surdensité des galaxies ne suit pas nécessairement celle de la DM : le champ de densité des galaxies est *biaisé*. La détermination du biais et la compréhension des mécanismes qui le génèrent ont constitué alors un thème majeur de recherche dans le domaine de la formation des galaxies.

Kaiser (1984) interprète le biais des amas : il explique la longueur de corrélation élevée des amas d'Abell, par rapport à la longueur de corrélation des galaxies, dans le cadre d'un champ de densité initial gaussien. White et al. (1987) montrent que le processus d'agrégation hiérarchique conduit naturellement à une distribution biaisée des galaxies. Le biais des galaxies est d'autant plus marqué qu'elles correspondent à des halos plus massifs. Cole & Kaiser (1989) expliquent ce "biais naturel" dans le cadre de la théorie Press-Schechter. Toutefois, si le biais des halos est facile à expliquer analytiquement, seules les simulations numériques ont permis de vraiment comprendre celui des galaxies jusqu'à $z = 0$.

Les simulations de galaxies isolées sont apparues au début des années 1970. Mais ce sont les simulations de volumes cosmologiques, en particulier suivant Davis et al. 1985, qui montrent

la nécessité du biais des galaxies pour expliquer simultanément la longueur de corrélation des galaxies brillantes et la dispersion de leurs vitesses relatives dans un modèle CDM Einstein-de Sitter, qui permettent de tester intensivement les théories de formation des structures sur de grandes échelles physiques. Ce domaine de recherche s'est largement développé durant les deux dernières décennies. Initialement limitées à l'évolution de la DM, ces simulations ont progressivement inclus la thermodynamique des baryons au cours des années 1990.

En parallèle avec l'apparition des ces nouvelles idées et des procédés numériques en cosmologie, de nombreuses questions sur la formation des galaxies ont été résolues avec les progrès des techniques d'observation. Les méthodes de lentilles gravitationnelles appliquées systématiquement à partir des années 1980 testent la distribution de masse dans les amas (Soucail et al. 1988).

La recherche de galaxies toujours plus lointaines, capables de contraindre simultanément les processus de formation, la détermination de leur masse et de leur distribution spectrale d'énergie a été largement facilitée par l'apparition des caméras CCD, et s'est poursuivie sans discontinuer. Les tests statistiques appliqués aux surveys locaux, conduits de manière "industrielle" (survey de l'observatoire Lick en 1977 par exemple) ont commencé à préciser la distribution spatiale des galaxies et le caractère des fluctuations primordiales de densité.

L'ouverture de nouvelles fenêtres électromagnétiques a aussi marqué une avancée majeure. Citons deux exemples en astronomie extragalactique : les satellites *IRAS* en infrarouge lointain, *UHURU* en X, montrent respectivement l'importance de la poussière dans les galaxies, et découvrent le *Bremsstrahlung* du plasma central des amas de galaxies (Soifer et al. 1984; Gursky et al. 1971).

1.5 Développements récents : émergence du modèle standard

La richesse des données récentes a permis d'invalider une grande fraction des modèles de formation des grandes structures encore viables au début des années 1990.

En effet, les contraintes sur les paramètres cosmologiques s'affinent : les mesures de H_0 convergent à $H_0 \sim 72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Freedman et al. 2001), l'observation des supernovae de type Ia semble indiquer un univers en accélération (Perlmutter et al. 1999, "The Supernova Cosmology Project"), la dynamique des galaxies à grande échelle est consistante avec $\Omega_0 \sim 0.3$ avec un biais raisonnable (Nusser et al. 2001; Peacock et al. 2001). La géométrie plate prévue par l'inflation a été supportée par la position du premier pic acoustique mesuré dans le CMB par *MAXIMA* et *BOOMERANG*.

Une fois ces paramètres admis, la fonction de masse des amas (Girardi et al. 1998a), les statistiques du shear du régime "faible" des lentilles gravitationnelles (van Waerbeke et al. 2001), la mesure de la fonction de corrélation des galaxies (Baugh 1996) par exemple peuvent préciser la forme et l'amplitude globale du spectre de puissance des fluctuations de densité.

L'abondance initiale des éléments légers est prévue avec précision par la théorie, pour une nucléosynthèse homogène, et elle permet de contraindre la densité des baryons en fonction de l'entropie par baryon η ou de l'abondance localement observée de $D + {}^3\text{He}$ ou du deutérium seul à grand z . Les observations de Tytler et al. (1996) montrent $\Omega_B h^2 = 0.024 \pm 0.006$, excluant les modèles à matière noire exclusivement baryonique : en fait, ces données sont

difficiles à réconcilier avec la fraction de baryons f_b observée dans les amas si la densité totale de matière dans l'univers est critique, e.g. White et al. (1993).

En supposant que la DM est froide, non-baryonique (famille de modèles CDM), et que les fluctuations initiales engendrées durant l'inflation sont du type le plus simple possible, c'est à dire adiabatiques, gaussiennes, et avec une contribution à la puissance totale des fluctuations du potentiel gravitationnel indépendante de l'échelle, une évolution majeure au début des années 1990 a été l'abandon du modèle SCDM ("standard CDM" avec une cosmologie Einstein-De Sitter) et l'adoption du paradigme Λ CDM. Outre l'accord au niveau des paramètres cosmologiques, le modèle Λ CDM, avec une normalisation appropriée, reproduit aussi (1) le niveau des fluctuations du CMB et (2) l'abondance observée des amas locaux.

La variante Einstein-de Sitter τ CDM du modèle SCDM est également viable du point de vue de l'amplitude des perturbations, mais elle requiert une densité de masse totale de CDM et baryons critique. On donne ici une courte introduction au modèle τ CDM, qui est suffisante avec les équations du paragraphe 2.3.6 dans le cadre de cette thèse. On reporte le lecteur à la section 15.6 de Peacock (1999) pour davantage de détails. Rappelons que le préfixe τ signifie que ce modèle suppose une masse initiale non nulle pour le neutrino τ , alors que les autres variantes CDM supposent toutes que les trois espèces de neutrinos ont une masse négligeable. Ici, le neutrino τ est supposé se désintégrer ensuite, avec une demi-vie τ_ν supérieure à l'âge de l'univers $t = t_{nr}$ à laquelle il devient non-relativiste, en des neutrinos plus légers par exemple, ou en d'autres particules qui sont elles relativistes à $t \sim \tau_\nu$. La conséquence est un changement de forme et donc de normalisation du spectre, qui "sauve" le cas EdS CDM sous les contraintes observationnelles ci-dessus.

Couplé au "modèle standard" de formation des galaxies par refroidissement et effondrement du gaz primordial dans les halos de DM, le modèle Λ CDM reproduit raisonnablement les observations des catalogues locaux de galaxies, de même que celles à grand z , qui ont été effectuées avec les caméras *WFPC2* et *NICMOS* sur le télescope spatial *HST*, associées aux projets "Hubble Deep Field", le spectromètre *HIRES* sur le *Keck*, et la caméra *SCUBA* sur le *JCMT* pour ne citer que les plus marquants. Globalement, le modèle τ CDM assemble les grandes structures et les amas plus tardivement et le taux de formation stellaire (TFS) moyen atteint un maximum *plus récemment* que le modèle Λ CDM. Il montre davantage de difficultés à reproduire les amas massifs observés à grand z (MS-1054 03 en est un exemple à $z \sim 0.8$, voir Willick 2000), et peut-être l'évolution du TFS à $z \gtrsim 3$.

La confrontation des prédictions du modèle Λ CDM, éventuellement τ CDM, avec les nouvelles observations est un sujet permanent de recherche en cosmologie. Le développement de modèles indépendants, physiquement justifiés, et leur test en constitue un second, plutôt négligé. Cette thèse s'appuie sur les deux aspects : le chapitre suivant en précise les objectifs.

2

Objectifs de thèse

Résumé

Nous avons vu que dans le cadre des tests du paradigme standard CDM pour la formation des structures, les contraintes récemment disponibles à grande échelle favorisent les cosmogonies Λ CDM (plus particulièrement) et τ CDM, où les fluctuations initiales de densité sont adiabatiques et gaussiennes : ces adjectifs seront définis précisément dans le deuxième chapitre de la partie de rappels. Les résultats des simulations numériques de formation des structures effectuées dans ces cosmologies sont vues soit comme des prédictions des modèles, qui doivent constamment supporter la comparaison aux observations, soit comme des tests de leur cohérence. Ce dernier cas est l'objet des simulations gaussiennes analysées dans la deuxième partie de thèse : la première section de ce chapitre esquisse ce qu'on peut en attendre. Le modèle Λ CDM avec des fluctuations adiabatiques gaussiennes reste imparfait, et des problèmes subsistent. On peut citer la difficulté à prédire la partie intérieure des courbes de rotation des galaxies de faible luminosité, le problème des “satellites manquants” autour de la Voie Lactée et dans le Groupe Local, l'absence de galaxies naines dans les vides définis par les galaxies spirales géantes et l'époque “tardive” ($z \sim 1$) de formation des galaxies dans cette cosmologie. Ces points sont revus dans la deuxième Section. La recherche d'alternatives au standard Λ CDM a conduit Peebles à proposer des modèles isocourbures, dominés par les baryons ou par la matière noire, depuis le début des années 1980. Ils sont principalement motivés par la recherche d'une époque typique de formation de galaxies à plus grand redshift, qui soit en accord à $z = 0$ avec les contraintes obtenues par l'observation des grandes structures et des fluctuations du CMB. C'est la version la plus récente (isocourbure CDM, avec fluctuations non-gaussiennes) qui sera testée dans la troisième partie de la thèse.

2.1 Tests de modèles CDM gaussiens avec les simulations de l'Univers Local

Le modèle adiabatique CDM pour la formation hiérarchique des structures a été testé de façon extensive depuis son émergence au milieu des années 1980, avec des paramètres cosmologiques variés. Pour la matière noire, les prédictions analytiques sont nombreuses, et ont pour la plupart été validées par les simulations numériques. Toutefois, la confrontation la plus simple possible aux observations (par exemple avec la distribution spatiale et la dynamique des galaxies) nécessite aussi :

1. un modèle théorique (et numérique) d'évolution des baryons, de formation et d'évolution stellaire, de traitement des supernovae, qui constituent domaines de recherche toujours actifs, et où le consensus est plus incertain.
2. la précaution due au phénomène de variance cosmique : en supposant valide le cadre CDM, les prédictions analytiques et numériques sont toujours comparées à une réalisation particulière (l'univers observable) du modèle.

Les simulations gaussiennes, adiabatiques CDM analysées dans la thèse sont d'un type nouveau et ont été contraintes pour reproduire la structure de l'Univers Local, jusqu'à une distance de $cz \sim 8000 \text{ km s}^{-1}$, en particulier, les grands amas proches de galaxies, et les régions sous-denses ou les vides se retrouvent aux endroits appropriés, avec les caractéristiques attendues. Par ailleurs, les simulations sont aussi de très grande taille par rapport aux standards numériques actuels, en termes de capacité de calcul. L'avantage premier est de pouvoir s'affranchir des problèmes liés à la variance cosmique et évidemment de descendre en résolution : on pourra suivre la formation et l'évolution lumineuse et morphologique de galaxies de la taille du Grand Nuage de Magellan.

Une comparaison *directe* aux observations locales des galaxies, par exemple à la population d'un amas donné, mais aussi aux catalogues des galaxies jusqu'à la profondeur testée par les simulations est donc possible, avec comme conséquences : (1) la validation de l'algorithme numérique de construction des simulations contraintes (2) une possible discrimination entre les deux modèles cosmologiques testés (Λ CDM et τ CDM) (3) l'amélioration de notre compréhension du processus de formation des galaxies et de sa représentation par les méthodes semi-analytiques (4) la détermination ou calibration de certains paramètres libres des méthodes semi-analytiques, par exemple l'efficacité de la formation stellaire, après que la loi physique associée a été modélisée et (5) l'utilisation des catalogues simulés pour calibrer d'autres méthodes d'estimation des paramètres cosmologiques, comme Ω_0 .

La validation de l'algorithme de formation des galaxies, avec la détermination des paramètres libres, permet de le transposer à d'autres cosmogonies : c'est ce que l'on se propose de faire dans un travail ultérieur pour le cas non-gaussien.

2.2 Quelques problèmes du modèle Λ CDM

Avant d'aborder les motivations pour l'étude du modèle non-gaussien, il est instructif de rappeler quatre problèmes auxquels est actuellement confronté le modèle Λ CDM gaussien au niveau de la *formation des galaxies*, aux redshifts bas et intermédiaires ($z \lesssim 1$). On ne considérera pas par exemple des problèmes comme ceux liés au CMB ainsi le deuxième pic acoustique, à la nature des "Lyman Break Galaxies" ou à l'enrichissement de l'IGM par les

étoiles de la population III, qui constituent autant de domaines actifs de recherche, mais on reprendra les points de l'exposé de Peebles (2001a, dans ce chapitre P01) qui souligne quelques difficultés majeures.

1. Courbes de rotation des galaxies naines : certaines simulations numériques de halos de CDM à haute résolution montrent des variations de densité de DM $\rho(r) \propto r^{-1.5}$, plus raides que le profil NFW généralement admis avec $\rho(r) \propto r^{-1}$ (voir la partie de rappels théoriques) dans les régions centrales des halos des galaxies. Cette variation rapide de la densité centrale est liée au processus de fusion entre systèmes non collisionnels, et les courbes de rotation prédites par les simulations pour les disques galactiques croissent donc rapidement dans les régions centrales avant de se stabiliser à des niveaux approximativement constants, cas du modèle de la sphère isotherme. Ce schéma est en désaccord avec l'existence d'une densité limite constante dans une certaine fraction des régions centrales des halos, sur un rayon de quelques kpc, qui semble requise pour expliquer les courbes de rotation observées chez les galaxies naines de faible vitesse de rotation ($V_c < 100 \text{ km s}^{-1}$), et les galaxies à faible luminosité (de Blok et al. 2001, mais la situation reste confuse du point de vue observationnel : van den Bosch & Swaters 2001). Une solution peut être la matière noire collisionnelle (SICDM, mais voir Kochanek & White 2000), la matière noire chaude (HDM, WDM voir Bode et al. 2001) ou encore une meilleure compréhension de la contribution des baryons aux courbes de rotation et/ou de leur redistribution par les supernovae.
2. Satellites manquants : les simulations reproduisent le nombre correct de galaxies dans les amas, mais prévoient une grande abondance de sous-structures de DM dans les halos des galaxies de la taille de la Voie Lactée. Si chacune de ces sous-structures, dont la vitesse circulaire peut être aussi faible que 10 km s^{-1} , doit abriter un satellite (galaxie naine), le nombre prévu est largement supérieur à ce qui est observé localement sur la Voie Lactée ou M31. Notons toutefois que les "nuages gazeux rapides" (HVC en anglais), à la place d'hypothétiques galaxies naines, peuvent être des candidats en nombre adéquat pour l'état possible des baryons dans ces sous-structures de DM : si c'est le cas, le désaccord entre théorie et observation est largement réduit. Dans une même optique, la photoionisation (par exemple Benson et al. 2002) peut, à grand z , supprimer la formation des disques des galaxies naines dans les halos de faible masse. Lorsque ceux-ci sont accrétés dans les halos des galaxies géantes, ils ne contribuent plus à augmenter le nombre de leurs satellites. Cette relation entre la sous-structure de matière noire et le type d'objet baryonique qu'elle contient est encore incertaine et c'est un thème actif de recherche. Enfin, Stoehr et al. (2002) ont récemment montré la nécessité de modéliser correctement les observations pour pouvoir évaluer "proprement" les simulations effectuées dans les différentes cosmologies. Ils trouvent que les profils des sous-structures les plus massives d'un halo similaire à celui de la Voie Lactée, et simulé à très haute résolution, sont comparables à celles des plus brillants satellites observés.
3. Vides dans la distribution des galaxies : le modèle CDM prévoit une variation continue du type morphologique moyen des galaxies avec l'environnement où elles résident : relation morphologie-densité. De plus, la distribution des galaxies testée par leur fonction de corrélation varie aussi en fonction de leur luminosité, quoique faiblement : elle prouve une ségrégation en luminosité. Dans les régions de faible densité ou les vides, une population de galaxies majoritairement faite de naines et de galaxies irrégulières est attendue, Ce n'est cependant pas observé : la relation morphologie-densité est "presque

discontinue” aux faibles densités : les galaxies naines, irrégulières, ou à faible luminosité surfacique semblent respecter systématiquement les vides définis par les galaxies spirales géantes, alors que dans les régions de densité moyenne, la variation du type morphologique est faible : voir la figure 3 de Grogin & Geller (2000). Or, les simulations du modèle gaussien Λ CDM *peuvent sembler* prédire la survie de quelques halos de DM parmi les moins massifs dans les vides. Ces halos n’engendrent donc aucune galaxie observable. Ils se trouvent pourtant dans des environnements de densité assez proches de ceux qui abritent les galaxies naines aux frontières du Groupe Local, par exemple. Notons que la question de la population des galaxies des vides dans le cadre du modèle Λ CDM sera réexaminée dans un chapitre de la deuxième partie de thèse.

4. Époque de formation des galaxies : P01 relie le problème de l’époque de formation des galaxies à la surdensité élevée des halos de DM des galaxies L_* . Dans le modèle Λ CDM, sur les quelque 15 kpc internes des halos des galaxies géantes (comme la Voie Lactée), celle-ci est par 3 ordres de grandeur supérieure à la surdensité des amas de galaxies calculée au niveau du rayon d’Abell. L’explication de la densité élevée des halos des galaxies géantes n’est donc pas liée à un nécessaire grand facteur de contraction lors du collapse. Une autre explication possible est la fusion récente de halos de masse plus petite, très concentrés, qui se sont formés à grand z . Ceci est validé par les simulations numériques du modèle Λ CDM. Toutefois, *si* les bulbes des galaxies spirales actuelles et les galaxies elliptiques, qui contiennent des étoiles vieilles, sont assemblés à $z \sim 1$, ils doivent s’être formés à partir d’*amas* d’étoiles préexistants. Or ces derniers ne sont pas observés. Une dernière possibilité, retenue par P01 est une formation des *galaxies* (et de leurs halos massifs) qui ait lieu assez tôt pour atteindre les hautes densités mentionnées ci-dessus. Toutefois, un modèle de collapse à grand redshift pour la formation des galaxies elliptiques massives est aussi contraint par les rapports M/L observés dans les régions centrales : en pratique $z < 10$. Notons aussi ici que la validité de l’argument contre le modèle Λ CDM reste ambiguë : on retrouvera ici que les simulations gaussiennes montrent que le pic du taux de formation stellaire de la composante sphéroïdale actuelle des galaxies se situe en fait à $z \sim 3$ avec notre résolution, suffisamment tôt pour obtenir une population stellaire vieille telle qu’elle est observée. De plus, les preuves paraissent s’accumuler pour associer la population de galaxies “Lyman-break” à $z \sim 3$ aux précurseurs des elliptiques L_* locales.

2.3 Motivations pour l’étude numérique d’un modèle non-gaussien

La “masse active” du modèle Λ CDM de Peebles est dominée par la composante de matière noire froide habituelle CDM. Les paramètres cosmologiques sont proches de ceux du modèle Λ CDM : le modèle est plat, avec une constante cosmologique. Par contre, les fluctuations de densité de la matière noire à grand redshift, par exemple, à $z = 50$, départ des simulations numériques présentées ici, sont non-gaussiennes et positivement biaisées, de type isocourbure. On définit ce terme dans le chapitre 2 de la partie de rappels. Le caractère non-gaussien est presque l’unique motivation du modèle : la fréquence supérieure des grandes surdensités, à quelques multiples de la variance, amène une plus grande fraction de la masse dans des objets collapsés, à un redshift z donné, par rapport au cas Λ CDM. L’époque de formation des

galaxies est avancée dans le temps, alors que les propriétés de la distribution des galaxies à grande échelle à $z \sim 0$ ne sont pas modifiées par rapport au modèle standard. Peebles (Peebles 1999a,b) accorde également son modèle, avec la difficulté liée au caractère isocourbure des fluctuations de densité de la CDM, aux fluctuations du CMB telles que mesurées en 1998. Les mesures de *BOOMERANG* (de Bernardis et al. 2000) ont réfuté presque définitivement le modèle Λ CDM, malgré des tentatives de résurrection *ad hoc* (Peebles et al. 2000b). Les contraintes sur le caractère non-gaussien de la distribution des galaxies à grande échelle, avec par exemple les moments d'ordre supérieurs, ou les tests géométriques comme le genus ou les fonctionnelles de Minkowski, ne sont pas aussi strictes actuellement.

Il est nécessaire ici de justifier l'investissement en simulations et en analyse des données numériques sur un modèle invalidé par les observations : au moins quatre points apparaissent :

1. la construction du champ de densité initial non-gaussien diffère bien sûr du cas habituel : certains problèmes numériques (par exemple, perte de puissance des modes des perturbations à certaines échelles) sont intéressants mais doivent être contrôlés, et plusieurs méthodes concurrentes peuvent être testées.
2. la forme simple de la distribution des surdensités initiales du modèle Λ CDM a facilité l'obtention de prédictions analytiques pour les statistiques les plus immédiates de la distribution de DM seule et des amas. Les simulations entreprises ici permettent de les vérifier.
3. les prédictions en termes de formation des galaxies, et la comparaison au cas Λ CDM, sont intéressantes *per se* : les estimations de Peebles, par exemple au niveau de l'âge moyen des étoiles des composantes sphéroïdales des galaxies comme noté précédemment ou de l'évolution du taux de formation stellaire moyen, peuvent être confirmées. En particulier, puisque les valeurs des paramètres cosmologiques sont proches, il serait instructif de comparer les propriétés physiques des galaxies au cas Λ CDM, sans modifier les paramètres libres du modèle semi-analytique. Ce travail est en cours actuellement, et ne sera pas présenté ici.
4. de manière plus importante encore, la contribution relative des conditions initiales non-gaussiennes et de l'évolution gravitationnelle non-linéaire à la distribution et à la dynamique des galaxies peut être quantifiée : dans quelle mesure cette distribution garde-t-elle la mémoire du champ de densité initial ? Comment varie le bias des galaxies ? Quelle est la population des régions "vides" ? Ce type de questions forme aussi la suite logique de cette thèse.

Pour résumer, dans la partie de la thèse consacrée au cas non-gaussien Λ CDM, au-delà du contrôle des prédictions analytiques, on s'intéresse à ce qu'un accord des simulations avec les attentes qualitatives, dans un premier temps au niveau des statistiques sur les amas massifs, valide la procédure de construction des conditions initiales et d'intégration numérique. On reporte l'étude de la formation des galaxies dans ce modèle à un travail ultérieur.

Une fois ce dernier effectué, un nouveau modèle non-gaussien, avec par exemple un autre type de fluctuations de densité, ou un mélange de modes isocourbures/adiabatiques, qui satisfait mieux aux contraintes du CMB, pourra alors être construit et proposé (ou invalidé) par une méthode plus "analytique" avec une confiance raisonnable dans sa confirmation ultérieure par les simulations numériques, ou testé par les observations sur des points dont on saura par avance qu'ils sont critiques.

Première partie : rappels théoriques et techniques numériques

D'une lave en fusion, d'une pâte d'étoile, d'une cellule vivante germée par miracle nous sommes issus, et, peu à peu, nous nous sommes élevés jusqu'à composer des cantates et à peser des voies lactées.

Antoine de Saint-Exupéry, *Terre des hommes*

Cette première partie contient un rappel des notations et des définitions utilisées dans la thèse, ainsi qu'un résumé des concepts analytiques et numériques qui seront fréquemment invoqués.

Le premier chapitre définit le cadre géométrique et dynamique de l'univers *homogène*. Il mentionne l'inflation qui est motivée ici par le problème de l'horizon.

Dans un second chapitre, on résume les bases théoriques de l'évolution *linéaire* des fluctuations de densité depuis $z \gg z_{eq}$ en notant z_{eq} l'époque d'égalité matière-rayonnement, en se plaçant successivement dans les cas newtoniens et relativistes. L'exemple d'un fluide cosmique à deux composantes, matière noire et radiation, est choisi pour caractériser deux types de fluctuations, adiabatique et isocourbure, qui sont générées *ab initio* respectivement dans les modèles gaussiens et non-gaussiens considérés ici. De façon plus générale, nous verrons que ces deux types de perturbations constituent en fait une autre base de décomposition dans le cadre du fluide à deux composantes, par rapport à la base "naturelle" constituée par les perturbations de densité respectives de ces deux composantes. Pour les modèles CDM standards les plus simples, tels Λ CDM et τ CDM, où les fluctuations initiales de densité sont gaussiennes et adiabatiques, le processus de création est généralement associé aux fluctuations quantiques du champ scalaire moteur de l'inflation. Le phénomène est décrit dans ses grandes lignes par Liddle (1999), et plus en détail par Brandenberger (1985, 1990). Dans le cadre du modèle non-gaussien, on résumera plus tard, en début de seconde partie de la thèse, les processus qui aboutissent aux fluctuations isocourbures non-gaussiennes avec le spectre de puissance voulu. On précise aussi dans ce deuxième chapitre la définition des statistiques d'ordre deux utilisées (avec des exemples issus des observations), ainsi que les fonctions de transfert.

Les aspects analytiques non-linéaires de l'évolution des perturbations forment le troisième chapitre. L'approximation de Zel'dovich utilisée pour obtenir les conditions initiales des simulations numériques, quelques profils analytiques de densité des halos ainsi que la théorie Press-Schechter pour la fonction de masse des halos virialisés y sont rappelés.

Le quatrième chapitre est consacré aux simulations numériques de DM par l'exemple de deux techniques d'évolution à N corps couramment utilisées ("arbres" et P^3M) et introduit aussi les modèles semi-analytiques de représentation de la formation des galaxies, sous une approche chronologique. Ces modèles peuvent être séparés en deux familles, suivant la méthode d'obtention de l'arbre de fusion des halos : les techniques Monte-Carlo et l'application directe sur les simulations à N corps. Le schéma de Kauffmann et al. (1999a), qui sera utilisé dans les parties suivantes, est revu en détail.

Par souci de concision, on ne s'étendra, dans cette partie de rappels sur la cosmologie théorique et numérique, ni sur l'histoire thermodynamique globale de l'univers, notamment lors de la recombinaison puis de la réionisation, ni sur l'explication des effets physiques conduisant aux anisotropies du CMB, ni sur la nucléosynthèse primordiale, qui sont importants les deux premiers dans le cadre de l'accord du type des fluctuations primordiales ; adiabatique ou isocourbure, avec les observations du CMB, et le troisième également dans le cadre de la formation des galaxies : contraintes sur la densité des baryons par exemple.

1

L'univers homogène : notations et définitions

Résumé

Dans le cadre d'un univers homogène et isotrope, on rappelle dans ce chapitre la métrique FRW utilisée et on définit les quantités habituelles. En particulier, on définit l'horizon comobile d'une particule et le rayon de Hubble, qui représentent respectivement les limites spatiales extrêmes qui ont pu influencer un événement de l'espace-temps, et la longueur sur laquelle les processus physiques agissent de façon cohérente. On rappelle ensuite brièvement les problèmes majeurs qui ont été résolus avec l'inclusion d'une période initiale inflationnaire à très grand z , dans le modèle du Big Bang chaud. Cette période d'inflation a lieu si l'équation d'état du fluide cosmique permet une phase d'expansion accélérée de l'univers. C'est le cas, par exemple, lorsqu'un champ scalaire domine la densité d'énergie.

1.1 L'expansion homogène

Pour fixer les notations, je rappelle ici les équations de Friedmann dans la métrique de Friedmann, Robertson et Walker (FRW) qui décrit l'univers homogène et isotrope : hypothèses du "principe cosmologique d'Einstein". L'invariant différentiel de distance est noté ds^2 et avec le temps t et les coordonnées comobiles polaires (r', θ, ϕ) , le cas le plus général sous les conditions ci-dessus s'écrit :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr'^2}{1 - k r'^2} + r'^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (1.1)$$

où $a(t)$ est le facteur d'expansion de l'univers, et k une constante réelle, qui détermine la courbure de la géométrie. On peut définir un rayon de courbure "comobile" de l'univers R

1 L'univers homogène : notations et définitions

selon $|k| = 1/R^2$. Avec un changement de coordonnées $r = r'/R$, nous pourrions toujours supposer $k \in [-1, 0, +1]$ pour un univers respectivement ouvert, plat, ou fermé, et les domaines de variation de r sont $r \in [0, \infty[$ l'univers est infini dans les deux premiers cas, $r \in [0, 1[$ l'univers est fini mais sans bords dans le second.

1. Si le rayon de courbure R est non-nul, on peut lui associer les dimensions d'une longueur (Mpc/h par exemple), et considérer r adimensionnel. La métrique s'écrit alors :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) R^2 \left[\frac{dr^2}{1 \pm r^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (1.2)$$

2. Si le rayon de courbure R tend vers l'infini, l'unité de longueur est reportée sur r . La métrique s'écrit alors :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) [dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)] \quad (1.3)$$

Centrons le nouveau système de coordonnées comobiles polaires (r, θ, ϕ) , avec r remplaçant r' sur un observateur au point O non singulier. On peut recouvrir un voisinage de O, de taille petite devant le rayon de courbure de l'univers, par une métrique de Minkowski et considérer des coordonnées cartésiennes comobiles \vec{x} ou des coordonnées cartésiennes physiques \vec{r} , toutes deux exprimées en unités de longueur (h^{-1} Mpc par exemple) et les vitesses physiques associées \vec{u} , mesurées dans le référentiel de Minkowski :

$$\vec{r} = a(t) \vec{x} \quad \vec{u} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\dot{a}}{a} \vec{r} + \vec{v}(\vec{x}, t) \quad (1.4)$$

Le premier terme du développement des vitesses correspond à l'expansion de l'univers (flot de Hubble), le second aux "vitesses particulières".

Sur le voisinage de l'observateur O où la géométrie peut être considérée comme euclidienne, les coordonnées comobiles cartésiennes sont reliées aux coordonnées comobiles polaires (r, θ, ϕ) selon :

$$\vec{x} = r \begin{cases} \cos \theta \cos \phi \\ \sin \theta \cos \phi \\ \sin \phi \end{cases} \quad \text{si } R \rightarrow \infty \quad \vec{x} = r R \begin{cases} \cos \theta \cos \phi \\ \sin \theta \cos \phi \\ \sin \phi \end{cases} \quad \text{si } R \neq 0 \quad (1.5)$$

Notons que les modèles étudiés ici seront tous euclidiens ($k = 0$) : à grand z , on suppose une période d'inflation. L'équation 1.14 ci-dessous rappelle que l'on peut traiter formellement la courbure de l'univers en termes d'une contribution à la densité totale de l'univers. Même si, avant l'inflation, le rayon de courbure de R est non nul, durant la période d'inflation provoquée par l'équation d'état de la composante dominante, l'expansion rend négligeable la contribution de la courbure à la densité totale. Après l'inflation, l'univers, aux échelles comobiles d'intérêt aujourd'hui, peut être considéré euclidien. Avec d'autres termes, l'échelle physique de courbure avant l'inflation $a(t) R$ est très largement diluée.

Considérons l'observateur en O à l'origine du système de coordonnées, et l'émission d'un signal lumineux aux coordonnées $r = r_{\text{em}}$ $t = t_{\text{em}}$, à la longueur d'onde $\lambda = \lambda_{\text{em}}$. Le signal est observé à $r = r_{\text{obs}}$ et $t = t_{\text{obs}}$ avec $\lambda = \lambda_{\text{obs}}$. On définit le redshift z de l'événement avec :

$$\frac{\lambda_{\text{em}}}{\lambda_{\text{obs}}} = \frac{a_{\text{em}}}{a_{\text{obs}}} \quad (1.6)$$

$$z = \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{em}}}{\lambda_{\text{em}}} = \frac{1}{a_{\text{em}}} - 1 \quad (1.7)$$

On adoptera la convention $a_{\text{obs}} = a_0 = 1$: dans ce qui suit, l'indice 0 désigne les quantités mesurées à $t = t_0 = t_{\text{actuel}}$. Notons que le redshift des photons affecte la température de corps noir du CMB selon : $T \propto 1/a$.

La dynamique de $a(t)$ s'obtient en appliquant les équations d'Einstein, avec une éventuelle constante cosmologique de valeur Λ' à l'instant t , à la métrique de FRW ci-dessus exprimée dans les coordonnées comobiles polaires et au tenseur d'énergie-impulsion du fluide cosmique. En supposant ce dernier idéal, la forme diagonale du tenseur d'énergie-impulsion conduit aux équations de Friedmann :

$$H^2 = \frac{8 \pi G}{3} \rho + c^2 \left(\frac{\Lambda'}{3} - \frac{k}{a^2} \right) \quad (1.8)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = - \frac{4 \pi G}{3} (\rho + \frac{3p}{c^2}) + \frac{c^2 \Lambda'}{3} \quad (1.9)$$

où :

$$H = \frac{\dot{a}}{a} \quad H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (1.10)$$

Lorsque la matière non-relativiste (DM par exemple) ou le rayonnement dominant, l'équation d'état du fluide peut prendre une forme simple :

$$P = \nu \rho \quad \text{avec } \nu \text{ constante dans ce chapitre.} \quad (1.11)$$

Dans un univers composé de DM non-relativiste, de baryons et de rayonnement, $\rho_{\text{tot}} = \rho_{\text{DM}} + \rho_{\text{bar}} + \rho_{\text{rad}}$ qui évoluent selon $\rho_{\text{DM}} \propto \rho_{\text{bar}} \propto a(t)^{-3}$ et $\rho_{\text{rad}} \propto a(t)^{-4}$. La densité critique est définie par :

$$\rho_{\text{crit}} = \frac{3 H^2}{8 \pi G} \quad (1.12)$$

et les paramètres cosmologiques avec :

$$\Omega_{\text{DM}} = \frac{\rho_{\text{DM}}}{\rho_{\text{crit}}} \quad \Omega_{\text{bar}} = \frac{\rho_{\text{bar}}}{\rho_{\text{crit}}} \quad \Omega_{\text{rad}} = \frac{\rho_{\text{rad}}}{\rho_{\text{crit}}} \quad \Omega_k = - \frac{c^2 k}{3 H^2} \quad \Lambda = \frac{c^2 \Lambda'}{3 H^2} \quad (1.13)$$

$$\Omega = \Omega_{\text{DM}} + \Omega_{\text{bar}} + \Omega_{\text{rad}} \quad \Omega + \Omega_{\text{k}} + \Lambda = 1 \quad (1.14)$$

Notons que, avec l'hypothèse du Big-Bang chaud : $\rho_{\text{tot}} \rightarrow \infty$ et $T \rightarrow \infty$ avec $t \rightarrow 0$, admise ici, $\rho_{\text{tot}} \sim \rho_{\text{rad}}$ et $\Omega \sim \Omega_{\text{rad}}$ durant la phase de domination du rayonnement $z > z_{\text{eq}}$, et $\rho_{\text{tot}} \sim \rho_{\text{DM}}$ et $\Omega \sim \Omega_{\text{DM}}$ lorsque la matière noire non-relativiste domine.

Des expressions utiles pour l'évolution de H et le temps t sont :

$$H(a) = H_0 \sqrt{\Omega_{\text{rad},0} a^{-4} + (\Omega_{\text{DM},0} + \Omega_{\text{bar},0}) a^{-3} + \Omega_{\text{k},0} a^{-2} + \Lambda} \quad (1.15)$$

$$t = \int_0^{a_0} \frac{da}{H(a)} \quad (1.16)$$

Dans ce qui suit, on rappelle les définitions des horizons et du rayon de Hubble :

1. La distance comobile maximale qu'un rayon lumineux peut parcourir depuis le Big Bang jusqu'à t_1 définit l'horizon de particule comobile cible à t_1 :

$$d_{\text{Hor}} = \int_0^{t_1} \frac{c dt}{a(t)} \quad (1.17)$$

d_{Hor} est le rayon comobile de la sphère (tridimensionnelle) englobant toutes les positions à $t_{\text{init}} = 0$ qui ont pu influencer causalement un événement à t_1 . Si l'intégrale 1.17 diverge, la vision qu'a l'observateur des événements à $t = 0$ n'est pas limitée par l'horizon cosmologique.

2. Un événement se produisant à t_2 va pouvoir être observé en O (éventuellement après un temps assez long) si il est contenu dans l'horizon des événements de l'observateur :

$$d_{\text{Ev}} = \int_{t_2}^{\infty} \frac{c dt}{a(t)} \quad (1.18)$$

Si l'intégrale 1.18 diverge, tous les événements à t_2 seront à terme accessibles à l'observateur en O.

3. L'échelle de temps qui caractérise la variation des quantités physiques de l'univers homogène est : $t_{\text{var}} \sim H(t)^{-1}$, qui est associée au rayon de Hubble $r_{\text{H}} = c/H(t)$. C'est la taille physique maximale sur laquelle les processus opèrent de façon causale, et la distance sur laquelle effets de la relativité générale deviennent importants. Par exemple, sur une échelle supérieure à la longueur de Hubble, on pourra négliger les effets de la pression du fluide cosmique, car le processus physique n'est plus cohérent.

Notons que dans la littérature, "horizon de particule" et "rayon de Hubble" sont souvent assimilés, et il est courant d'employer "horizon de particule" pour désigner l'échelle de cohérence des processus physiques. On prendra dans ce qui suit la même liberté : en pratique, pour les modèles euclidiens considérés, l'horizon de particule et le rayon de Hubble évalués à t_0 diffèrent au plus d'un facteur 2. Enfin, "horizon" seul est souvent employé pour désigner "horizon de particule".

On aura besoin au chapitre 6 de la deuxième partie de l'expression des distances de luminosité $d_L(z_1)$ et des distances angulaires $d_A(z_1)$ pour un objet situé à z_1 . Elles s'obtiennent à partir de la distance comobile d'un événement à z_1 :

$$r(z_1) = \int_0^{z_1} \frac{c}{H(z)} dz \quad \text{si } k = 0 \quad \text{et} \quad r(z_1) = \frac{1}{R} \int_0^{z_1} \frac{c}{H(z)} dz \quad \text{sinon} \quad (1.19)$$

Alors :

$$d_L(z_1) = a_0 r(z_1) (1 + z_1) \quad \text{et} \quad d_A(z_1) = a_0 r(z_1) (1 + z_1)^{-1} \quad (1.20)$$

Dans le modèle de Big Bang chaud, on distingue généralement trois époques : (1) $z > z_{\text{eq}} \sim 23900 \Omega h^2 \sim 3500$ dans le cas Λ CDM, lorsque le rayonnement est la composante dominante de la densité et la température est suffisante pour maintenir l'hydrogène ionisé ; (2) $z_{\text{eq}} > z > z_{\text{rec}} \sim 1100$ lorsque la matière non-relativiste est dominante ; (3) enfin $z_{\text{rec}} > z$ lorsque l'hydrogène s'est recombéné, avant une possible réionisation de l'IGM à $z \sim 5 - 6$, comme suggéré par des données récentes. Le redshift initial des simulations de matière noire présentées ici sera toujours largement inclus dans l'époque de domination par la matière.

1.2 L'inflation

La description ci-dessus caractérise bien l'univers actuel, mais son extrapolation à $t = 0$ pose au moins trois problèmes dans le cadre de l'évolution homogène, qui ont été résolus avec l'inflation :

1. le problème de l'horizon : dans le cadre d'un univers en expansion gouverné par les équations de Friedmann, avec pour seuls constituants matière ordinaire et rayonnement, et éventuellement une constante cosmologique qui commence à dominer à l'époque actuelle, l'horizon d'une particule à t_0 est fini (l'intégrale 1.17 converge). Deux régions diamétralement opposées du ciel n'ont pu être en contact causal : l'impressionnante isotropie observée de la température du spectre de corps noir du CMB est difficile à comprendre.

La Fig. 1.1 schématise le problème pour un univers sans période d'inflation : deux points diamétralement opposés A_1 et B_2 observés par O sur la sphère de "dernière diffusion" à t_R reçoivent les informations des événements P_A et P_B respectivement. Pendant l'intervalle de temps $t = 0 \rightarrow t_R$, les deux cônes de lumière issus de P_A et de P_B sont disjoints, et aucune information ne peut s'échanger : l'homogénéité est difficile à expliquer dans ce contexte.

2. le problème de la géométrie euclidienne de l'univers : le fait que le paramètre de densité total de l'univers, Ω_{tot} ait encore un ordre de grandeur de 1 à l'époque actuelle ($\Omega_{\text{tot}} \sim 1$ à $z \gg 1$ est un point instable dans la cosmologie de Friedmann-Lemaître) nécessite des conditions initiales largement *ad hoc*, si on se place hors du cadre de l'inflation.
3. l'absence ou la dilution à $z = 0$ des monopoles magnétiques et autres témoins des très hautes énergies initiales, qui domineraient facilement la densité d'énergie de l'univers, et qui seraient attendus dans un volume de Hubble est surprenante.

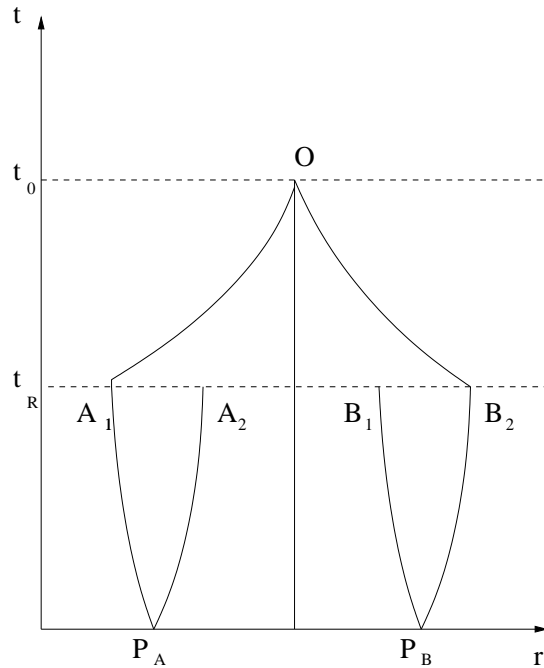


Fig. 1.1: Le problème de l'horizon (isotropie de la température moyenne du CMB) dans le cas d'un modèle cosmologique sans inflation (voir texte).

C'est surtout le dernier problème qui a conduit Guth (1981) à proposer une période initiale de l'univers où l'expansion du fluide cosmique est accélérée grâce à une équation d'état satisfaisant $p < -\rho/3$. C'est le cas, par exemple, lorsque l'énergie potentielle d'un ou de plusieurs champs scalaires génériquement nommés inflatons commencent à dominer la densité d'énergie. Durant cette période, des échelles de distance différant par jusqu'à ~ 60 facteurs exponentiels sortent de l'horizon de particule. Cette période d' "inflation" est supposée avoir lieu avant la nucléosynthèse et à des énergies de l'ordre de $\sim 10^{16}$ GeV associées à l'époque où les échelles observées aujourd'hui quittent l'horizon : c'est le même ordre de grandeur que celui couramment associé aux GUT.

L'inflation a lieu à une époque où l'univers est essentiellement vide de matière ordinaire et de radiation. Pour que l'inflation cesse, l'univers doit retrouver une équation d'état similaire à celle existant avant le début de la phase d'inflation. Ceci peut s'effectuer soit par une transition de phase du premier ordre (comme initialement proposé par Guth), soit par une transition du second ordre, qui est le cas de la plupart des modèles actuels. Par exemple, la transition de phase du second ordre a lieu lorsque l'énergie potentielle de l'inflaton a suffisamment décréu, et devient comparable ou négligeable devant l'énergie cinétique de ses oscillations autour du minimum du potentiel.

L'inflation peut alors se conclure par une phase de "réchauffement", lors de laquelle l'énergie cinétique de l'inflaton est transmise aux champs de matière auxquels il est (faiblement) dynamiquement couplé. Il y a création de particules : baryogénèse et d'entropie. Toutefois, à ces hautes énergies, la physique est encore spéculative.

L'inflation apporte une solution élégante aux trois problèmes cités (1) d'homogénéité, (2) des conditions initiales de la densité totale, et (3) de dilution des "vestiges" massifs issus de la physique des hautes énergies. De plus, elle peut fournir le cadre pour la génération des fluctuations de densité, en particulier si elle met en jeu des champs scalaires qui sont sujets à des fluctuations quantiques. Depuis le modèle original de Guth (1981), de nombreuses variantes du mécanisme d'inflation ont été proposées (Linde 1990 en dresse un inventaire), qu'il commence à être possible de départager, avec les contraintes du CMB.

Rappelons enfin que la nucléosynthèse primordiale a lieu à des températures bien inférieures : $T \sim 10^9 K$, où elle est responsable de la formation des noyaux des éléments légers jusqu'au lithium.

2

Evolution linéaire des fluctuations primordiales

Résumé

On dégage dans ce chapitre les grandes lignes de la théorie eulérienne de l'évolution linéaire $\delta \lesssim 1$ des perturbations de densité engendrées aux hautes énergies, sous l'effet de l'attraction gravitationnelle et des forces de pression de radiation, dans un univers en expansion. La solution générale consiste à résoudre les équations de continuité et d'Euler, en supposant le fluide cosmique idéal, sous une métrique FRW, perturbée dans le cas relativiste, et en utilisant les équations de Friedmann. Dans un premier temps, on rappelle l'approximation newtonienne pour les perturbations de densité et de vitesse. Pour traiter de façon cohérente l'évolution des perturbations depuis la fin de l'inflation, toutefois, le formalisme relativiste est nécessaire : il est abordé dans un deuxième temps. Lorsque l'échelle considérée est en-dehors de l'horizon, on se place dans la jauge synchrone. On considère d'abord un fluide à un seul composant, puis on donne la différence entre perturbations adiabatique et isocourbure dans le cas d'un fluide à deux composants : rayonnement et CDM. Ici, les perturbations adiabatiques sont celles des modèles gaussiens Λ CDM et τ CDM, alors que les perturbations isocourbures sont celles considérées avec le modèle non-gaussien. Dans la troisième partie du chapitre, on définit les outils statistiques habituels, et on donne dans la conclusion les fonctions de transfert des deux modèles. Peebles (1980) traite la théorie des perturbations linéaires extensivement, l'exemple du fluide à deux composants est donné par Padmanabhan (1993). Une revue didactique est celle d'Efstathiou (1990).

On définit les perturbations de densité d'un composant A de la densité totale ρ_{tot} de moyenne $\bar{\rho}_{\text{tot}}$ selon :

$$\delta_A = \frac{\rho_A - \bar{\rho}_A}{\bar{\rho}_A} \quad (2.1)$$

2 Evolution linéaire des fluctuations primordiales

Ici, A n'est pas nécessairement le composant majeur de la densité de l'univers. Dans le traitement newtonien toutefois, on supposera que seule cette composante A fluctue, mais que d'autres composantes homogènes peuvent contribuer à la densité totale.

Dans l'exemple du fluide à deux composants, CDM et radiation, traité dans le cadre relativiste, on s'intéressera aux perturbations de la densité totale, et de l'entropie par particule de CDM, respectivement notées :

$$\delta_{\text{tot}} = \frac{\rho_{\text{tot}} - \bar{\rho}_{\text{tot}}}{\bar{\rho}_{\text{tot}}} \quad (2.2)$$

$$\sigma_{\text{CDM}} = \frac{s_{\text{CDM}} - \bar{s}_{\text{CDM}}}{\bar{s}_{\text{CDM}}} \quad (2.3)$$

On rappelle que l'on supposera par simplicité que les fluctuations sont engendrées durant la phase d'inflation par les fluctuations quantiques de champs scalaires. On a vu au chapitre précédent que d'autres scénarios sont envisageables par le biais des défauts topologiques, on peut aussi noter la génération de modes isocourbures par l'intermédiaire d'axions qui acquièrent spontanément une masse à grand z (Efstathiou & Bond 1986; Burns 1997).

Par "évolution linéaire", on entend que $\delta \lesssim 1$ et $\sigma \lesssim 1$, et on ne retiendra que les termes du premier ordre dans les équations. Avec cette hypothèse, des perturbations associées à des échelles différentes évoluent de manière indépendante.

2.1 L'approximation newtonienne

2.1.1 Conditions

L'approximation newtonienne est valide lorsque :

- la vitesse linéaire inférée ci-dessous pour A reste non-relativiste (par exemple perturbation de densité de CDM ou de baryons)
- l'échelle λ des fluctuations est petite devant le rayon de courbure R de l'univers (pour une géométrie non-euclidienne) : $\lambda \ll R$
- l'échelle $a \lambda$ des fluctuations est petite devant le rayon de Hubble r_H : les vitesses de Hubble sont non-relativistes
- le potentiel gravitationnel associé à la surdensité est non-relativiste

Aux échelles des galaxies et amas de galaxies, ces conditions sont réalisées une fois que la taille λ des perturbations qui engendrent ces structures (quelques h^{-1} Mpc comobiles pour un amas du type de Coma) sont à nouveau contenues dans le volume de Hubble et satisfont : $a \lambda \ll r_H$. La "réentrée" de ces échelles typiques dans le rayon de Hubble a lieu à $z_{\text{entrée}} \gtrsim 10^3$). Avant la période d'inflation, on a de même $a \lambda \ll r_H$. L'étude de l'évolution des perturbations lorsque l'échelle est plus grande que le rayon de Hubble exige le traitement relativiste. Dans cette section, on se placera par nécessité à $z \lesssim z_{\text{entrée}}$.

2.1.2 Equations maîtresses

Considérons une perturbation δ_A de la composante A, associée dans un premier temps à une échelle comobile λ_A , qui satisfait aux conditions précédentes. Dans la métrique FRW, on peut écrire les équations de continuité, d'Euler pour un fluide supposé idéal et de Poisson non-relativistes pour le composant A, en dérivant par rapport aux coordonnées physiques (cf. chapitre 5 de Peebles 1993 et chapitre 4 de Padmanabhan 1993) :

$$\left(\frac{\partial \rho_A}{\partial t}\right)_{\vec{r}} + \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot (\rho_A \vec{u}_A) = 0 \quad (2.4)$$

$$\left(\frac{\partial \vec{u}_A}{\partial t}\right)_{\vec{r}} + (\vec{u}_A \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}}) \vec{u}_A = -\vec{\nabla}_{\vec{r}} \Phi - c_A^2 \vec{\nabla}_{\vec{r}} \rho_A \quad (2.5)$$

$$\Delta_{\vec{r}} \Phi = 4\pi G \rho_{\text{tot}} \quad (2.6)$$

On a fait l'hypothèse que A n'interagit que gravitationnellement avec les autres composantes dynamiques de l'univers, et qu'il satisfait aux équations d'état et de vitesse du son c_A :

$$P_A = \nu_A \rho_A \quad \text{et} \quad c_A^2 = \left(\frac{\partial P_A}{\partial \rho_A}\right)_S \quad (2.7)$$

avec ν_A et c_A supposés constants pour un fluide idéal.

En passant aux coordonnées comobiles, et en soustrayant de l'équation de Poisson la contribution uniforme de densité de l'univers, ce qui élimine le flot de Hubble dans l'équation d'Euler, si on dérive par rapport aux coordonnées comobiles, on arrive à :

$$\frac{\partial \delta_A}{\partial t} + \frac{1}{a} \vec{\nabla} \cdot [(1 + \delta_A) \vec{v}_A] = 0 \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_A}{\partial t} + \frac{\dot{a}}{a} \vec{v}_A + \frac{1}{a} (\vec{v}_A \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_A = -\frac{1}{a} \vec{\nabla} \phi - \frac{c_A^2}{a} \vec{\nabla} \rho_A \quad (2.9)$$

$$\Delta \phi = 4\pi G \bar{\rho}_A a^2 \delta_A \quad (2.10)$$

2.1.3 Perturbations de densité

On peut à présent abandonner la restriction à une seule longueur d'onde et approximer l'univers en le considérant périodique de motif cubique, de côté (et période) comobile L et volume $V = L^3$ avec $L \gg \lambda_A$, au-delà de l'équation 2.12 et $L \gtrsim L_{\text{hom}}$ avec L_{hom} l'échelle comobile sur laquelle l'univers devient homogène. On développe $\delta_A(\vec{x}, t)$ en séries de Fourier :

$$\delta_A(\vec{x}, t) = \frac{1}{V} \sum_{\vec{k}=0}^{\infty} \delta_{A, \vec{k}}(t) \exp(-i \vec{k} \cdot \vec{x}) \quad (2.11)$$

$$\delta_{A, \vec{k}}(t) = \int_V \delta_A(\vec{x}, t) e^{i \vec{k} \cdot \vec{x}} d\vec{x} \quad (2.12)$$

$\vec{k} = (2 \pi/L) (n_i, n_j, n_k)$ est le vecteur d'onde comobile dans l'espace de Fourier, avec $[n_i, n_j, n_k] \in \mathbb{Z}^3$.

En combinant les équations 2.8 à 2.10 et en appliquant 2.11, on a les deux équations, dans l'espace réel et l'espace de Fourier :

$$\frac{\partial^2 \delta_A}{\partial t^2} + 2 \frac{\dot{a}}{a} \frac{\partial \delta}{\partial t} = 4 \pi G \bar{\rho}_A \delta_A + \frac{c_A^2}{a^2} \Delta \delta_A \quad (2.13)$$

$$\frac{d^2 \delta_{A, \vec{k}}}{dt^2} + 2 \frac{\dot{a}}{a} \frac{d \delta_{A, \vec{k}}}{dt} = \left(4 \pi G \bar{\rho}_A - \frac{k^2 c_A^2}{a^2} \right) \delta_{A, \vec{k}} \quad (2.14)$$

où $\bar{\rho}_A$ est la densité moyenne physique.

A \vec{k} fixé, l'équation 2.14 admet *deux solutions* : un mode d'amplitude croissante et un mode décroissant. On se restreint au mode croissant dans toute la suite.

On définit la *longueur de Jeans* comobile par :

$$\lambda_J = \frac{2 \pi}{k_J} = \left(\frac{\pi c_A^2}{G a^2 \bar{\rho}_A} \right)^{1/2} \quad (2.15)$$

λ_J est la première longueur caractéristique qui intervient dans la croissance des fluctuations. La seconde est la longueur de diffusion, qui est due par exemple au mouvement brownien des particules, dans le cas CDM.

Dans cette section, on considère un composant A non-relativiste tel que $c_A \ll c$ ou assimilable à un fluide idéal sans viscosité, par exemple CDM, ou les baryons lorsqu'ils ne sont plus couplés au rayonnement. La longueur de diffusion sur un temps de Hubble est négligeable devant les longueurs d'onde des fluctuations considérées. Les fluctuations de densité de A avec $\lambda_A \gtrsim \lambda_J$ évoluent alors de manière indépendante des effets de pression. Il est habituel de regrouper la dépendance en $|\vec{k}|$ des fluctuations, due à l'évolution relativiste en dehors de la longueur de Hubble, aux termes de pression, au couplage avec le rayonnement, etc ... dans la *fonction de transfert* des perturbations (voir section 2.3.6). On peut ainsi regrouper en dehors de la fonction de transfert la croissance linéaire des fluctuations entre deux redshifts z_1 et z_0 (avec $z_{\text{réentrée}} > z_1 > z_0$), pour tous les modes \vec{k} où la longueur d'onde physique a/k reste telle que $a/k < r_H$, à deux coefficients $D_{\infty \rightarrow 0}$ et $D_{\infty \rightarrow 1}$, solutions de 2.13 et qui ne sont fonctions que de z_1 , de z_0 et de la cosmologie :

$$\forall \vec{k} \quad \delta_{A, \vec{k}}(z_0) = \delta_{A, \vec{k}}(z_1) \frac{D_{\text{réentrée} \rightarrow 0}}{D_{\text{réentrée} \rightarrow 1}} \quad (2.16)$$

avec $z_{\text{réentrée}}$ un redshift où toutes les échelles d'intérêt sont comprises dans r_H .

2.1.4 Perturbations des vitesses

Dans ce paragraphe, les effets de pression seront négligés : le cas traité est celui de la CDM comme composant dominant de la densité aux redshifts typiques de début des simulations numériques ($z \sim 50$ par exemple). L'équation 2.8 amène alors, avec $c_A = c_{\text{CDM}} = 0$, et en prenant les dérivées par rapport aux coordonnées comobiles :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = -a \frac{\partial \delta_{\text{CDM}}}{\partial t} \quad (2.17)$$

En se plaçant à $(t = t_1, z = z_1)$, avec 2.16, et en dérivant par rapport au temps t , il vient :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v}(t_1) = a_1 \delta_{\text{CDM}}(t_1) \left(\frac{\dot{D}_{1 \rightarrow 0}}{D_{1 \rightarrow 0}} \right)_{t=t_1} \quad (2.18)$$

Le champ de vitesse calculé dans l'approximation linéaire peut s'écrire comme la somme d'un terme à divergence nulle et d'un terme à rotationnel nul. Le premier terme ou "tourbillon primordial" décroît comme $1/a$ dans la théorie linéaire. Il sera donc négligé et la solution à rotationnel nul s'obtient par analogie électrostatique (Peebles 1993) :

$$\vec{v} = \frac{2}{3} \frac{f}{GH} \vec{g} \quad \text{avec :} \quad \vec{g} = \frac{-\vec{\nabla} \phi}{a} \quad (2.19)$$

où $f \sim \Omega_0^{0.6}$ pour un univers euclidien. Dans le cas particulier Einstein-de Sitter, il vient :

$$\vec{v} = \vec{g} t \quad (2.20)$$

Pratiquement, les équations 2.16 et 2.19 sont utilisées pour initialiser les simulations numériques au redshift de départ où les perturbations sont linéaires à toutes les échelles représentées, après que la normalisation a été effectuée à $z = 0$. Cette initialisation utilise l'*approximation de Zel'dovich*, qui englobe la théorie linéaire et l'étend aux régimes non-linéaires. Elle sera décrite plus en détail dans la section 3.1.

2.2 Le cas relativiste

Le traitement linéaire relativiste des perturbations de densité permet de considérer (1) l'évolution des échelles plus grandes que l'horizon, et (2) le cas des composants relativistes : rayonnement, ou, éventuellement, matière noire "chaude" ("Hot Dark Matter", HDM en anglais).

L'évolution des perturbations de densité avec t et l'absence de temps absolu en relativité générale conduisent à une ambiguïté lorsque deux observateurs en-dehors de l'horizon comparent leurs densités locales. Sous un changement de système de coordonnées du cas le plus large autorisé par la relativité générale, avec un tenseur métrique qui satisfait toujours les équations d'Einstein, il est ainsi possible de modifier localement la valeur numérique de la surdensité mesurée par un observateur, voire de faire apparaître des surdensités jusqu'alors inexistantes, indépendamment de l'effet du changement de coordonnées au niveau d'un autre observateur. Ce problème est résolu soit par (1) le choix définitif d'une jauge pour

les coordonnées utilisées ou par (2) l'étude de l'évolution linéaire des perturbations à l'aide de quantités invariantes par changement de jauge. Le problème des changements de jauge pour le traitement super-horizon des perturbations est discuté par Bardeen (1980); Press & Vishniac (1980). On en donne un rapide aperçu.

2.2.1 Choix de la jauge et cas général

Dans ce qui suit, les indices romains décrivent les entiers de 0 à 3 et les indices grecs les entiers de 1 à 3. Dans cette section, les calculs sont effectués dans le système d'unités où $c = 1$.

On se place dans la jauge "synchrone", aussi appelée "comobile" : on choisit une hypersurface, caractérisée par un temps initial t_i de type "espace", que l'on recouvre avec des observateurs qui se déplacent en chute libre sous la seule influence de la gravité. Les coordonnées spatiales et la 4-vitesse d'une particule test qui se déplace sous l'action de la seule gravité, mesurées dans le système porté par l'observateur local, satisfont donc : $x^\alpha = 0$ et : $u^0 = 1, u^\alpha = 0$, car l'observateur suit la particule test.

Par ailleurs, on admet que les fluctuations sont caractérisées par un tenseur symétrique h_{ab} , de trace spatiale $h = h^\alpha_\alpha$, qui modifie la métrique FRW de l'univers supposé plat, voir le chapitre 81 de Peebles (1980). On se placera dans un système de coordonnées où :

$$ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j = (dt)^2 - a^2(t) dl^2 \quad \text{et} \quad dl^2 = [\delta_{\alpha\beta} - h_{\alpha\beta}(\vec{x}, t)] dx^\alpha dx^\beta \quad (2.21)$$

Les x^α sont toujours à considérer comme des coordonnées comobiles. On peut montrer que le choix de la jauge synchrone impose : $h_{00} = 0, h_{0i} = 0$. On déduit de 2.21 :

$$g_{00} = 1 \quad g_{0\alpha} = 0 \quad g_{\alpha\beta} = -a^2(t) [\delta_{\alpha\beta} - h_{\alpha\beta}(\vec{x}, t)] \quad (2.22)$$

Le tenseur $h_{\alpha\beta}$ satisfait aussi : $|h_{\alpha\beta}| \ll 1$. A ce niveau, on a six inconnues dans $h_{\alpha\beta}$ et il reste encore des degrés de liberté : par un changement de coordonnées en accord avec les conditions de jauge synchrone 2.22, et sans changer la distribution physique de la matière en (\vec{x}, t) , on peut encore modifier les valeurs numériques de $h_{\alpha\beta}(\vec{x}, t)$, que l'on souhaite utiliser pour décrire l'évolution des perturbations aux grandes échelles. Un degré de liberté correspond à la redéfinition du temps t qui caractérise l'hypersurface de départ, trois degrés de liberté correspondent à un changement local de coordonnées des observateurs en chute libre sur cette hypersurface. Les deux degrés de liberté restants sont la perturbation locale de densité et celle de la vitesse suivant la direction de chute libre de l'observateur.

Dans un premier temps, on considère qu'un seul composant A constitue le fluide cosmique, supposé idéal, d'équation d'état 2.7. La surdensité du fluide est notée δ avec $\rho(\vec{x}, t) = \bar{\rho}(t) (1 + \delta(\vec{x}, t))$, et au premier ordre $P(\vec{x}, t) = \bar{P}(t) + c_A^2 \delta(\vec{x}, t) \bar{\rho}(t)$. Les équations de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement qui relient les $h_{\alpha\beta}(\vec{x}, t)$ à $\delta_A(\vec{x}, t)$ s'obtiennent en appliquant les équations d'Einstein sous la métrique synchrone au tenseur d'énergie-impulsion du fluide idéal :

$$T^{ij} = (P + \rho) u^i u^j - P g^{ij} \quad (2.23)$$

On peut s'aider aussi de l'équation de conservation de l'énergie : $T^i_{j;i} = 0$.

Suivant Peebles (1980), on note $v^\alpha = a u^\alpha$, $\theta_A(\vec{x}, t) = v_{A,\alpha}^\alpha(\vec{x}, t)/a(t)$, et on abrège en $\theta_A = \theta_A(\vec{x}, t)$ et $\delta_A = \delta_A(\vec{x}, t)$. Les trois équations qui décrivent l'évolution linéaire des perturbations du fluide sont, en prenant les dérivées spatiales par rapport aux coordonnées comobiles :

$$\dot{\delta}_A(\vec{x}, t) + (1 + \nu) (\theta_A(\vec{x}, t) - \dot{h}/2) = 3 H(t) (\nu - c_A^2) \delta_A(\vec{x}, t) \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [(1 + \nu) \theta_A] + (2 - 3\nu) (1 + \nu) H(t) \theta_A = \frac{-c_A^2 \Delta \delta_A}{a^2(t)} \quad (2.25)$$

$$\frac{1}{2} \ddot{h} + H(t) \dot{h} = 4 \pi G \bar{\rho} (1 + 3c_A^2) \delta_A \quad (2.26)$$

En résolvant le système, avec $\delta = \delta(\vec{x}, t)$ on arrive à (voir aussi Padmanabhan 1993) :

$$\ddot{\delta}_A + H(t) \dot{\delta}_A (2 - 3(2\nu - c_s^2)) + \frac{3}{2} H^2(t) \delta_A (3(2c_A^2 + \nu^2 - \nu) - 4\nu - (1 + \nu)) = \frac{c_A^2 \Delta \delta_A}{a^2(t)} \quad (2.27)$$

L'équation 2.27 est l'analogue relativiste de 2.8 : une différence notable est l'apparition des paramètres ν et c_A de l'équation d'état dans le membre de gauche.

2.2.2 Conditions initiales des modes adiabatique et isocourbure

L'équation 2.8 décrit les fluctuations de densité d'un seul composant A de l'ensemble des acteurs dynamiques qui constituent la densité totale de l'univers. Ce composant n'est pas nécessairement dominant dans sa contribution à la densité totale, mais il a été supposé être le seul capable de fluctuer : les autres acteurs supposés uniformément distribués se contentent d'agir sur la dynamique de l'univers homogène. Une restriction similaire s'applique à 2.27. Ainsi, une fluctuation de densité de A modifie nécessairement la courbure de la métrique : $\delta(\rho_{\text{tot}}) \equiv \delta_{\text{tot}} \neq 0$. Puisque dans le cas relativiste, le composant A peut aussi bien être associé au rayonnement (CMB par exemple), ces fluctuations ne sont bien sûr pas nécessairement de type "adiabatique", adjectif qui est couramment utilisé pour désigner des fluctuations isentropiques : $\sigma_{\text{tot}} \equiv \delta(s_{\text{tot}}) = 0$.

Dans ce paragraphe, on rappelle le cas du fluide à deux composants : rayonnement, noté R, et CDM ; ce cas est approprié pour distinguer les modes adiabatique et isocourbure. On suppose que ces deux composants n'interagissent que par gravité. L'entropie de l'univers est dominée jusqu'à $z = 0$ par la contribution due au rayonnement (CMB) : rappelons que par variation d'entropie totale on entend variation de l'entropie par particule de CDM : $s_{\text{CDM}} \equiv s_{\text{R}}/\rho_{\text{CDM}}$ et on a $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{CDM}} = \delta(s_{\text{CDM}})$. A l'aide des équations d'évolution et d'état, le développement des modes croissants des perturbations linéaires de ce fluide est entièrement déterminé par la connaissance de $\delta_A(\vec{x}, t_{\text{init}})$ et $\delta_B(\vec{x}, t_{\text{init}})$ à un temps initial t_{init} . (δ_A, δ_B) forment la base évidente pour développer les perturbations du fluide à deux composants. Il est toutefois possible de choisir une autre représentation, et de projeter la perturbation générale sur les variables indépendantes $\delta_{\text{tot}}(\vec{x}, t_{\text{init}})$ et $\sigma_{\text{tot}}(\vec{x}, t_{\text{init}})$. Par définition :

2 Evolution linéaire des fluctuations primordiales

- les modes isocourbures appartiennent au sous-espace $\delta_{\text{tot}}(\vec{x}, t_{\text{init}}) = 0$,
- les modes adiabatiques (isentropiques) sont dans le sous-espace $\sigma_{\text{tot}}(\vec{x}, t_{\text{init}}) = 0$

Cette décomposition est valide au temps initial t_{init} : ce sont les processus physiques de génération des fluctuations aux hautes énergies qui déterminent cette décomposition. Par contre, même dans le cadre de l'évolution linéaire, un couplage peut se développer entre les modes adiabatique et isocourbure : dans le cas du modèle non-gaussien étudié en troisième partie, le mode isocourbure des fluctuations de CDM générées durant l'inflation engendre des fluctuations adiabatiques vers $z \sim z_{\text{eq}}$. On montrera que la composante *initiale* adiabatique des modes du modèle non-gaussien est négligeable pour toutes les échelles d'intérêt.

Plutôt qu'une distinction entre modes adiabatique et isocourbure, il est parfois question de modes adiabatiques et isothermes : dans ce cas, c'est au sens strict une autre décomposition possible des modes. Un mode isotherme est associé à une distribution de rayonnement qui est homogène à $z \gg z_{\text{eq}} \sim 3500$, et pour le fluide considéré ici, c'est l'équivalent d'un mode isocourbure : la densité de rayonnement domine en effet à $z \gg z_{\text{eq}}$.

On suppose dans ce qui suit que les deux fluides R et CDM sont idéaux. Leurs équations d'état s'écrivent :

$$P_{\text{R}} = \nu_{\text{R}} \rho_{\text{R}} \quad \text{et} \quad c_{\text{R}}^2 = \left(\frac{\partial P_{\text{R}}}{\partial \rho_{\text{R}}} \right)_S \quad (2.28)$$

et

$$P_{\text{CDM}} = \nu_{\text{CDM}} \rho_{\text{CDM}} \quad \text{et} \quad c_{\text{CDM}}^2 = \left(\frac{\partial P_{\text{CDM}}}{\partial \rho_{\text{CDM}}} \right)_S \quad (2.29)$$

On fait l'approximation habituelle : $\nu_{\text{R}} = \frac{1}{3}$ et $\nu_{\text{CDM}} = 0$. En prenant le fluide dans sa globalité, on a :

$$P_{\text{tot}} = P_{\text{R}} + P_{\text{CDM}} \quad \rho_{\text{tot}} = \rho_{\text{R}} + \rho_{\text{CDM}} \quad \text{et} \quad P_{\text{tot}} = \nu_{\text{tot}} \rho_{\text{tot}} \quad c_{\text{tot}}^2 = \left(\frac{\partial P_{\text{tot}}}{\partial \rho_{\text{tot}}} \right)_S \quad (2.30)$$

En considérant maintenant les variables σ_{CDM} et δ_{tot} pour caractériser les modes, il vient, avec les relations $s_{\text{R}} \propto T^3$ et $\rho_{\text{R}} \propto T^4$, et les notations définies en 2.2, 2.3 et la définition de l'entropie par particule de DM (paragraphe 2.2.2) :

$$\delta_{\text{R}} = \frac{4}{3} \sigma_{\text{R}} \quad (2.31)$$

$$\delta_{\text{tot}} = 0 \Leftrightarrow \frac{\bar{\rho}_{\text{CDM}}}{\rho_{\text{R}}} = \frac{-\delta_{\text{R}}}{\delta_{\text{CDM}}} \quad (2.32)$$

$$\sigma_{\text{CDM}} = 0 \Leftrightarrow \frac{3}{4} \delta_{\text{R}} - \delta_{\text{CDM}} = 0 \quad (2.33)$$

Suivant Padmanabhan (1993), il est pratique d'introduire les variables N et u selon :

$$N = \frac{(\rho_R + P_R) (\rho_{\text{CDM}} + P_{\text{CDM}})}{(\rho_{\text{tot}} + P_{\text{tot}})} (c_R^2 - c_{\text{CDM}}^2) \quad (2.34)$$

$$u^2 = \frac{(\rho_R + P_R) (c_{\text{CDM}}^2) + (\rho_{\text{CDM}} + P_{\text{CDM}}) (c_R^2)}{(\rho_{\text{tot}} + P_{\text{tot}})} \quad (2.35)$$

Comme pour l'équation 2.27, l'évolution linéaire de la densité totale est donnée par :

$$\ddot{\delta}_{\text{tot}} + H \dot{\delta}_{\text{tot}} (2 - 3(2\nu - c^2)) + \frac{3}{2} H^2 \delta_{\text{tot}} (3(2c^2 + \nu^2 - \nu) - 4\nu - (1 + \nu)) = \frac{\Delta (c^2 \delta_{\text{tot}} + \nu N)}{a^2} \quad (2.36)$$

où les coefficients ν et c^2 sont ceux du fluide pris dans sa globalité et leur subscript "tot" a été omis ici et dans l'équation suivante. L'évolution de la variation de l'entropie par particule de CDM est donnée avec :

$$\ddot{\sigma}_{\text{CDM}} + (2 - 3u^2) H \dot{\sigma}_{\text{CDM}} = \frac{\Delta}{a^2} [u^2 \sigma_{\text{CDM}} + (c_R^2 - c_{\text{CDM}}^2) (1 + \nu)^{-1} \delta_{\text{tot}}] \quad (2.37)$$

Ce formalisme a été exposé pour mettre en évidence, lorsque le fluide cosmique est composé de rayonnement et de matière noire, le couplage entre les modes isocourbures ($\delta_{\text{tot}} = 0$) et adiabatiques ($\sigma_{\text{CDM}} = 0$) qui apparaît par l'intermédiaire des termes sources comprenant N , et donc indirectement σ_{CDM} , et δ_{tot} , dans les membres de droite respectifs des équations 2.36 et 2.37.

2.2.3 Evolution du système à deux composants

L'évolution du fluide précédent est donnée en section 4.4 de Padmanabhan (1993) ; elle est rappelée qualitativement ici pour les conditions initiales des deux modèles simulés : cas purement adiabatique initialement et cas purement isocourbure. L'évolution des perturbations de CDM sera utilisée dans la dernière section pour décrire la forme du spectre de puissance. On donne dans ce qui suit l'évolution d'un mode d'échelle comobile λ à partir d'un redshift initial z_{init} , lorsque les perturbations sont encore en-dehors de l'horizon. De plus, on fait l'hypothèse que le mode (ré-)entre dans l'horizon durant la phase de domination par le rayonnement ; on a donc : $z_{\text{init}} > z_{\text{entrée}} > z_{\text{eq}} > z_{\text{dec}}$. Ceci traite le cas le plus général : de là, il est facile d'obtenir l'évolution qualitative des modes d'échelle différentes, avec par exemple : $z_{\text{eq}} > z_{\text{entrée}} > z_{\text{dec}}$. Enfin, on ne considère que les solutions croissantes (vite dominantes) d'évolution des modes.

2.2.3.1 Cas adiabatique pur

Choisissons les conditions initiales telles que : $\delta_{\text{CDM}} = 3/4 \delta_R$, c'est-à-dire $\sigma_{\text{CDM}} = 0$.

- Durant la phase de domination par le rayonnement, $z > z_{\text{eq}}$. La CDM est sous dominante et suit le potentiel créé par les fluctuations du rayonnement et suit leur évolution. Les deux perturbations croissent ensemble : $\delta_{\text{CDM}} \propto a^2$ et $\delta_R \propto a^2$.

- Lorsque $a \lambda \sim r_H$, le mode apparaît à l’horizon. La croissance de δ_R cesse : la pression du rayonnement fait osciller les fluctuations de δ_R , qui sont amorties (1) par friction contre l’expansion lorsque la contribution de la DM à la composante de densité n’est plus négligeable à l’approche de z_{eq} et (2) par “atténuation de Silk” (Silk 1968) puisque baryons et rayonnement sont de moins en moins couplés à l’approche de z_{dec} : δ_R décroît, mais il n’y a pas diffusion libre des photons. Peu à peu, (1) le fond de rayonnement s’uniformise donc à cette échelle pour ces deux raisons et (2) la période faible des oscillations par rapport au temps de Hubble fait que la matière noire “voit” une perturbation de la composante de radiation qui est en moyenne nulle. La croissance de δ_{CDM} est alors ralentie : la CDM est désormais son propre moteur de développement gravitationnel, et puisque l’expansion est toujours rapide ($z > z_{\text{eq}}$), on peut montrer que $\delta_{\text{CDM}} \propto \ln a$, c’est l’effet Mészáros (Meszaros 1974).
- Lorsque $z < z_{\text{eq}}$, l’univers est dominé par la CDM, et l’expansion est plus lente. Les oscillations du fluide baryon-photons sont encore davantage atténuées par effet Silk et par friction contre l’expansion et l’amplitude de δ_R décroît encore plus rapidement que lors de la phase précédente. Par contre, δ_{CDM} continue de croître, mais selon un rythme plus élevé $\delta_{\text{CDM}} \propto a$, puisque l’expansion est moins rapide.
- Enfin, quand $z < z_{\text{dec}}$, les fluctuations de δ_R sont immédiatement effacées par diffusion libre des photons, et les baryons éventuels “tombent” alors rapidement dans les puits de potentiel de DM déjà existants : $\delta_{\text{bar}} \rightarrow \delta_{\text{CDM}}$.

2.2.3.2 Cas isocourbure pur

Les conditions initiales sont prises avec : $\delta_{\text{CDM}} \bar{\rho}_{\text{CDM}} + \delta_R \bar{\rho}_R = 0$ (c’est-à-dire $\delta_{\text{tot}} = 0$). On a donc à z_{init} : $\delta_{\text{CDM}} \gg \delta_R$.

- Lorsque $a \lambda > r_H$, les effets de la pression au niveau du fluide de radiation-baryons sont négligeables. On peut montrer, avec les conditions initiales ci-dessus, que le caractère isocourbure du mode tend à être conservé (chapitre 6 de Efstathiou 1990 et en particulier l’équation 6.11b) : la diminution de $\bar{\rho}_R$ et l’augmentation de $\bar{\rho}_{\text{CDM}}$ s’accompagne des variations opposées pour δ_R et δ_{CDM} qui respectivement augmentent en valeur absolue de l’amplitude et diminuent : la perturbation initiale est transférée de la CDM aux photons.
- Lorsque $a \lambda \sim r_H$ (on a aussi $z > z_{\text{eq}}$ dans ce cas), les effets de pression interviennent : le fluide de rayonnement photons-baryons oscille comme dans le cas adiabatique : les fluctuations δ_R cessent de croître et sont amorties par friction à l’approche de z_{eq} et par le couplage imparfait avec les baryons (atténuation de Silk). Notons que cette atténuation serait inexistante pour des modes isocourbure de radiation dans un univers composé uniquement de photons et de baryons, où un tel mode correspondrait à des perturbations de la composante de rayonnement compensées par des perturbations opposées des baryons. Les gradients de pression du fluide photons-baryons, agissent en fait sur δ_R dans le sens à favoriser δ_{CDM} : on peut l’expliquer en notant qu’avec l’effet de ces gradients, une région avec $\delta_R < 0$ et $\delta_{\text{CDM}} > 0$ par exemple va accréter du rayonnement, provoquant une surdensité locale qui va faire s’effondrer davantage la CDM. En bref, les gradients de pression détruisent le caractère isocourbure de la perturbation et engendrent un mode adiabatique.

- L'évolution ultérieure de δ_R et de δ_{CDM} est alors dirigée par δ_{CDM} , même en phase de domination par le rayonnement. On peut, lorsque la tendance de δ_{CDM} à décroître a été inversée par la pression, reséparer δ_R et de δ_{CDM} en un mode isocourbure et un mode adiabatique, avec évidemment des nouveaux coefficients de projection. Toutefois, l'amplitude du mode isocourbure est vite négligeable devant celle du mode adiabatique, et l'évolution globale rejoint celle de l'alinéa précédent.

2.2.3.3 Couplage

Le couplage mis en évidence dans les équations 2.36 et 2.37 reste très faible tant que $a \lambda > r_H$. Lorsque le mode rentre dans l'horizon, nous avons vu que la composante isocourbure induit une composante adiabatique qui est associée à la croissance ultérieure de δ_{CDM} . Réciproquement, une composante adiabatique pure induit une fluctuation d'entropie due aux oscillations du rayonnement, qui se sépare de la CDM.

2.3 Outils statistiques

2.3.1 Hypothèses

On donne dans cette section les définitions des mesures statistiques qui seront appliquées aux simulations. Les hypothèses faites sont celles du paragraphe 2.1.3 : on considère, suivant l'usage répandu, que (1) l'univers est suffisamment homogène lorsque ses propriétés sont moyennées sur une longueur comobile L_{hom} et (2) périodique sur $r_H/a \gg L \gg L_{\text{hom}} \sim 100 h^{-1}$ Mpc et un volume cubique associé $V = L^3$.

Dans la pratique, et selon les techniques de résolution du problème gravitationnel à N corps, les simulations numériques étudiées seront soit :

1. cubiques de taille $L_{\text{sim}} \ll L$ (on pourra bien sûr avoir $L_{\text{sim}} < L_{\text{hom}}$ avec des conditions aux limites périodiques et l'on assumera alors implicitement que l'univers admet une période L_{sim} , et que les modes de plus grande échelle sont négligeables. Il est aussi possible de simuler une périodicité de l'univers plus large que la taille du volume numérique, en utilisant plusieurs simulations semblables dont on fait varier la densité moyenne pour représenter les modes de grandes longueurs d'ondes $\lambda > L_{\text{sim}}$.
2. ou de forme sphérique avec des conditions aux limites libres : on simule alors généralement une région aux propriétés particulières (e.g. amas).

Soit un champ $W(\vec{x}, t)$, quantité physique ou construction mathématique. Sur la longueur L , il peut être développé sous la forme 2.11. A t , supposons que l'on choisisse dans l'univers un grand nombre N de volumes V_i avec $i \in [1, N]$ qui (1) se déduisent les uns des autres par translation et (2) sont disjoints et séparés entre eux par une distance supérieure au rayon de Hubble à t (causalement indépendants). Avec les précautions précédentes, ces volumes V_i constituent autant de réalisations indépendantes du champ $W(\vec{x}, t)$, qui peut être vu comme une *variable aléatoire réelle* (v.a.r.) en tout point. Notons que chacun des i volumes possède son propre système de coordonnées, supposées plates, obtenu à partir du volume initial V_0 par la translation (ou mieux, le "transport") appropriée. On définit et on fait les trois hypothèses,

2 Evolution linéaire des fluctuations primordiales

avec $W_f(\vec{x}, t)$ et $W_g(\vec{d}, t)$ respectivement fonctions réelles de l'espace affine et de l'espace vectoriel associé :

– homogénéité statistique :

$$\langle W_f(\vec{x}_1, t) \rangle_{V_i} \equiv \langle W_f(\vec{x}_2, t) \rangle_{V_i} \quad (2.38)$$

– isotropie statistique :

$$\langle W_g(\vec{d}_1, t) \rangle_{V_i} \equiv \langle W_g(\vec{d}_2, t) \rangle_{V_i} \quad (2.39)$$

et \vec{d}_1 est déduit de \vec{d}_2 par rotation.

– ergodicité :

$$\langle W_f(\vec{x}, t) \rangle_{V_i} \equiv \frac{1}{N} \sum_{V_i} W_f(\vec{x}_i, t) = \frac{1}{V_1} \int_{V_1} W_f(\vec{x}, t) d\vec{x} \quad (2.40)$$

Dans ce cas, on peut calculer les statistiques d'ensemble de $f(W)$ en moyennant sur un seul volume V .

2.3.2 Densité de probabilité

La densité de probabilité DP $p_{W(\vec{x}, t)}(w)$ de la v.a.r. W est définie par :

$$p_{W(\vec{x}, t)}(w) dw = \mathcal{P}(W(\vec{x}, t) \in [w, w + dw]) \text{ normalisée par : } \int_{-\infty}^{\infty} p_{W(\vec{x}, t)}(w) dw = 1 \quad (2.41)$$

Dans la suite, les moments ($\overline{W}, \sigma_W, D_{3,W}, D_{4,W}$, etc ...) seront calculés à partir de la DP : par exemple :

$$\overline{W} = \int_{-\infty}^{\infty} w p_{W(\vec{x}, t)}(w) dw \quad \sigma_W^2 = \int_{-\infty}^{\infty} w^2 p_{W(\vec{x}, t)}(w + \overline{W}) dw \quad (2.42)$$

Notons que pour les moments d'ordre 3 et supérieurs, la terminologie et les définitions diffèrent dans la littérature. Ici, on appellera "skewness" et "kurtosis" $D_{3,W}$ et $D_{4,W}$ avec :

$$D_{3,W} = \langle (W/\sigma_W)^3 \rangle \quad \text{et} \quad D_{4,W} = \langle (\delta/\sigma_W)^4 \rangle - 3 \langle (\delta/\sigma_W)^2 \rangle^2 \quad (2.43)$$

La v.a.r. W est maintenant le champ de surdensité de CDM $\delta(\vec{x}, t) = \delta_{\text{CDM}}(\vec{x}, t)$, où le subscript est abandonné par simplicité, et on se place dans l'époque de domination par la matière. On suppose enfin que la CDM est la seule composante à fluctuer.

Par définition, le modèle gaussien admet une DP telle que le champ de surdensité linéaire initial : $\delta(\vec{x}, t)$ est aléatoire gaussien :

$$p_{\delta(\vec{x}, t)}(\delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(\frac{-\delta^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.44)$$

Dans la pratique des simulations numériques, δ n'est jamais évalué en un point, mais est moyenné sur une longueur de filtrage l_{filt} , explicite ou non, soit par l'utilisation en chaque point des particules voisines qui lui sont suffisamment proches, soit par la résolution de la grille de simulation dans un cas eulérien.

2.3.3 Spectre de puissance et fonction de corrélation

Avec les hypothèses statistiques précédentes, on définit le spectre de puissance $P_\delta(\vec{\mathbf{k}})$ du champ de surdensité selon :

$$P_\delta(\vec{\mathbf{k}}, \vec{\mathbf{k}}') = \langle \delta_{\vec{\mathbf{k}}} \delta_{\vec{\mathbf{k}}}' \rangle_{V_i} \quad , \quad P_\delta(\vec{\mathbf{k}}) = \langle \delta_{\vec{\mathbf{k}}} \delta_{\vec{\mathbf{k}}}^* \rangle_{V_i} \quad \text{et} \quad P_\delta(k) = \langle |\delta_{\vec{\mathbf{k}}}^2| \rangle_{V_i} \quad (2.45)$$

La dernière égalité provient de ce que le champ de surdensité est *isotrope* : alors $P_\delta(\vec{\mathbf{k}}) = P_\delta(k)$ avec $k = |\vec{\mathbf{k}}|$. 2.45 est une définition statistique et les moyennes mentionnées se font sur un ensemble de réalisations indépendantes de l'univers, par exemple, l'ensemble des volumes V_i considérés ci-dessus. On rencontre également la quantité $\Delta^2(k)$ dans la littérature, reliée à $P_\delta(k)$ avec :

$$\Delta^2(k) = \frac{V}{(2\pi)^3} 4\pi k^3 P_\delta(k) \quad (2.46)$$

Une mesure fréquente de la puissance intégrée du champ de densité, depuis l'échelle à laquelle le champ est homogène jusqu'à R est :

$$\sigma_R^2 = \frac{V}{(2\pi)^3} \int_{V_{\vec{\mathbf{k}}}} P_\delta(\vec{\mathbf{k}}) W^2(\vec{\mathbf{k}}) d\vec{\mathbf{k}} \quad (2.47)$$

et la puissance obtenue dépend de la fenêtre de filtrage utilisée ($r = |\vec{\mathbf{x}}|$), des choix courants sont :

$$W(k) = \exp\left(\frac{-k^2 R_G^2}{2}\right) \Leftrightarrow W(r) = \frac{V}{(2\pi)^{3/2} R_G^3} \exp\left(\frac{-r^2}{2 R_G^2}\right) \quad \text{fenêtre gaussienne} \quad (2.48)$$

$$W(k) = \frac{3(\sin(k R_C) - k R_C \cos(k R_C))}{(k R_C)^3} \Leftrightarrow W(r) = \frac{3V}{4\pi R_C^3} \quad \text{fenêtre créneau} \quad (2.49)$$

La relation entre R_G et R_C n'est pas évidente, et un exemple de comparaison est donné en annexe de Chiu et al. (1998). Avec une *fenêtre créneau* dans l'espace réel (appelée aussi "en chapeau" ou "top-hat"), et qui sera toujours utilisée pour la normalisation du spectre, on notera σ_8 l'écart-type mesurée du champ de surdensité jusqu'à une échelle de $8 h^{-1}$ Mpc. Elle peut aussi être obtenue dans l'espace réel en plaçant aléatoirement un grand nombre de sphères de rayon $R = 8 h^{-1}$ Mpc dans le volume V , et en calculant la variance de la distribution de la densité mesurée dans chacune de ces sphères. A $z = 0$, σ_8 est couramment utilisée pour normaliser le spectre de puissance en amplitude.

Si on se restreint à un seul volume cubique observé de l'univers côté L comobile, le spectre de puissance mesuré aux points d'échantillonnage : $\vec{\mathbf{k}} = (k_x, k_y, k_z) = (2\pi/L)(n_x, n_y, n_z)$ va bien sûr fluctuer par rapport à l'espérance 2.45, en accord, avec les conditions initiales particulières réalisées sur ce domaine. Enfin, rappelons que les statistiques d'un champ aléatoire gaussien sont entièrement spécifiées par sa moyenne et son spectre de puissance.

La fonction de (auto-)corrélation du champ δ est définie par :

$$\xi_\delta(\vec{\mathbf{r}}) = \langle \delta(\vec{\mathbf{x}}) \delta(\vec{\mathbf{x}} + \vec{\mathbf{r}}) \rangle \quad (2.50)$$

2 Evolution linéaire des fluctuations primordiales

En remplaçant $\delta(\vec{x})$ dans l'équation 2.50 par son développement en séries de Fourier, et en passant à la limite en considérant un très grand volume périodique, il vient :

$$\xi_{\delta\delta}(\vec{r}) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int P_{\delta}(k) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} d^3\vec{k} \quad (2.51)$$

Pour une répartition d'objets tests dans l'espace (par exemple échantillonnage "Monte-Carlo" du champ δ pour simuler une distribution des galaxies), la fonction de corrélation mesure l'excès d'aggrégation des galaxies par rapport à la moyenne poissonnienne (voir chapitre 36 de Peebles 1980). Soit une galaxie sélectionnée en \vec{r}_1 , la probabilité conditionnelle infinitésimale d'avoir une galaxie dans un volume δV centré sur \vec{r}_2 s'écrit, si n est la densité moyenne des galaxies :

$$\delta \mathcal{P}(2|1) = n \delta V [1 + \xi(\vec{r}_{12})] \quad (2.52)$$

On compare deux champs de surdensité $\delta_{1,r}(\vec{x})$ et $\delta_{2,r}(\vec{x})$ évalués sur une longueur de filtrage caractéristique r . Supposons que l'on puisse trouver une fonction f_r de sorte que pour tout \vec{x} : $\delta_{1,r}(\vec{x}) = f_r(\delta_{2,r}(\vec{x}), \vec{x})$, et qu'en tout point $\delta_{2,r} \xrightarrow{\delta_{1,r} \rightarrow 0} 0$.

Pour $\delta_{1,r} \lesssim 1$ et $\delta_{2,r} \lesssim 1$, il est alors courant d'introduire un biais linéaire, noté $b_{12}(r)$, et tel que :

$$b_{12}(r) = \left\langle \left(\frac{\partial f_r}{\partial \delta_{2,r}} \right)_{\delta_{2,r}=0} \right\rangle_{\vec{x}} \quad (2.53)$$

Au premier ordre, on peut alors écrire, en prenant des moyennes d'ensemble ou de volume si on fait une hypothèse ergodique :

$$\langle \delta_{1,r}(\vec{x}) \rangle \simeq b_{12}(r) \langle \delta_{2,r}(\vec{x}) \rangle \quad (2.54)$$

Dans la suite, on supposera toujours que les biais sont *déterministes*, et que la relation précédente s'applique en tout point sans effectuer de moyenne spatiale.

Ce biais est souvent "étendu" au niveau des fonctions de corrélation par : $\xi_{\delta_1\delta_1}(\vec{r}) = b_{12}^2(r) \xi_{\delta_2\delta_2}(\vec{r})$. Enfin, l'hypothèse d'un biais indépendant de l'échelle se traduit par : $b_{12}(r) = b_{12}$.

Comme exemple, la Fig. 2.1 compare la fonction de corrélation des galaxies dans le survey *APM* (Baugh 1996) (barres d'erreur) avec la fonction de corrélation de la DM dans les simulations *GIF* (non contraintes) d'un modèle Λ CDM (tirets) et τ CDM (pointillés). Les deux simulations sont raisonnablement proches des données, chacune proposant une bonne approximation à des échelles différentes. On voit la nécessité d'un biais $b_{\text{gal,CDM}}(r)$ des galaxies par rapport à la masse pour être en accord avec les observations.

2.3.4 Champ aléatoire gaussien

La construction d'un champ aléatoire gaussien isotrope $W(\vec{x})$ de spectre $P_W(k)$ revêt beaucoup d'importance dans le cadre des simulations numériques. On rappelle ici la méthode utilisée pour obtenir une *réalisation particulière* de ce champ sur une grille numérique cubique de N^3 points (avec N supposé pair), et de côté L . Puisque ce champ, de moyenne supposée

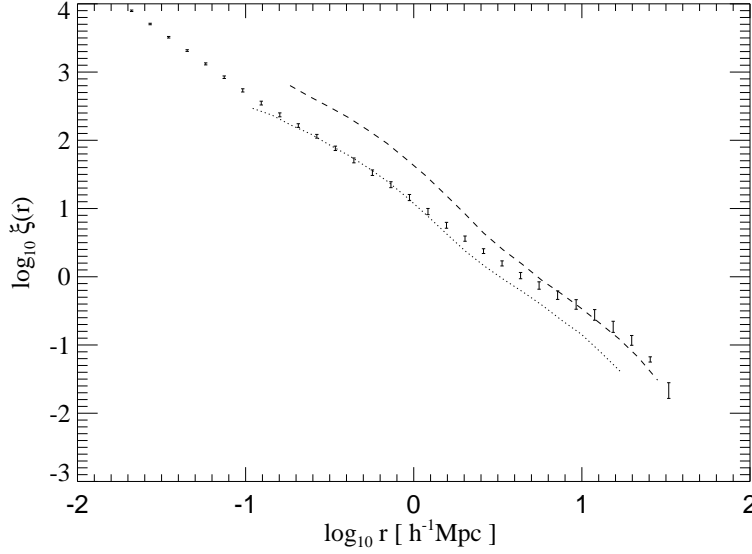


Fig. 2.1: La fonction de corrélation des galaxies (barres d'erreur) mesurée dans le survey *APM* (Baugh 1996) comparée à la corrélation de la DM dans les simulations de modèles Λ CDM et τ CDM (tirets et pointillés).

nulle, est entièrement spécifié par $P_W(k)$, l'idée est d'obtenir un ensemble de modes $W_{\vec{k}}$ aux pulsations échantillonnées par la grille à partir de $P_W(k)$, puis de calculer $W(\vec{x})$ avec une transformation de Fourier inverse. On peut montrer que les parties réelles et imaginaires de $W_{\vec{k}}$ sont distribuées chacune suivant une gaussienne de moyenne nulle et de variance $P_W(k)/2$: il est facile de s'en convaincre en notant que l'opération de transformation de Fourier qui donne $W_{\vec{k}}$ à partir de $W(\vec{x})$ revient à faire la somme de v.a.r. gaussiennes (corrélées) de moyennes nulles : le résultat est aussi une v.a.r. gaussienne de moyenne nulle.

Dans le domaine des fréquences, les modes représentables sont limités en densité par la taille du volume simulé, et en étendue par la pulsation de Nyquist :

$$\vec{k} = (k_x, k_y, k_z) \in \left[\left(\frac{2\pi}{L} \right) [-N/2 - 1, \dots, 0, \dots, N/2] \right]^3 \quad (2.55)$$

Pour obtenir une réalisation particulière, on construit donc les parties réelles et imaginaires de chaque $W_{\vec{k}}$ à partir des DP des parties réelles et imaginaires des modes, puis on transforme pour obtenir le champ $W(\vec{x})$. Il est clair que le mode $W_{\vec{k}} = a_{\vec{k}} \exp(i\phi_{\vec{k}})$ peut aussi être obtenu à partir de son amplitude et de sa phase : la densité de probabilité des phases $\phi_{\vec{k}}$ est uniforme dans $[0, 2\pi]$, et l'amplitude a est distribuée suivant une fonction de Rayleigh de moyenne $P_W(k)$:

$$p_\phi(\phi_{\vec{k}}) = \frac{1}{2\pi} \text{ pour } \phi_{\vec{k}} \in [0, 2\pi] \quad (2.56)$$

$$p_r(r_{\vec{k}}) = \frac{2 a_{\vec{k}}}{P(k)} \exp\left(\frac{-r_{\vec{k}}^2}{P(k)}\right) \text{ pour } r_{\vec{k}} \in [0, \infty] \quad (2.57)$$

2.3.5 Méthodes d'interpolation

On rappelle dans ce paragraphe trois méthodes d'ordre 1, 2, et 3 qui sont généralement appliquées dans les simulations numériques utilisant des distributions de particules pour attribuer une quantité donnée (portée par ces particules) aux noeuds d'une grille régulière recouvrant la simulation, à partir de la distribution des particules. Réciproquement, ces mêmes techniques peuvent bien sûr être employées pour interpoler les propriétés à partir de leur connaissance sur la grille.

Ces méthodes seront utilisées pour calculer les champs de surdensité des populations de galaxies ou de la masse sur une grille régulière dans les chapitres 4 et 5 de la deuxième partie. L'avantage d'un échantillonnage régulier sur une grille est de permettre des convolutions rapides utilisant les transformées de Fourier numériques (FFT). Un autre exemple est le calcul des spectres de puissance des fluctuations de densité dans les simulations périodiques non-gaussiennes présentées dans la troisième partie.

Par ordre croissant, ces méthodes de distribution de la charge sont nommées "Nearest Grid Point" (NGP), "Cloud In Cell" (CIC), "Triangle Shaped Cloud" (TSC), on reprend ici les définitions et formules du chapitre 5 de Hockney & Eastwood (1988). On se place dans le cas unidimensionnel, mais les résultats sont facilement extensibles à trois dimensions. On considère une grille (ligne) de N points x_i régulièrement espacés par une distance l . La fraction W de la quantité considérée portée par une particule à la position x et qui est attribuée au noeud x_p de la grille vaut (Hockney & Eastwood 1988) :

$$W(x - x_p) = W_p(x) = \int_{x_p-l/2}^{x_p+l/2} S(x - x') dx' \quad (2.58)$$

où le noyau $S(x - x')$ peut être vu comme la représentation de la "densité d'influence" de la particule en x . W est donnée par la surface commune à S et à la cellule considérée (x_p est placée en son centre). On a alors :

- au premier ordre, NGP : $S(x - x')$ est une fonction de Dirac :

$$S_1(x - x') = \delta(x - x') \quad (2.59)$$

- au second ordre, CIC : $S(x - x')$ est une fonction en créneau de hauteur $1/l$ et longueur totale l :

$$S_2(x - x') = \frac{1}{l} \Pi\left(\frac{(x - x')}{l}\right) \quad (2.60)$$

avec $\Pi(x) = 1$ si $|x| \leq 1/2$ et $\Pi(x) = 0$ sinon

- au troisième ordre, $\text{TSC} : S(x - x')$ est une fonction en triangle de hauteur maximale $1/l$ et longueur totale $2l$:

$$S_3(x - x') = \frac{1}{l^2} \Pi\left(\frac{(x - x')}{l}\right) * \Pi\left(\frac{(x - x')}{l}\right) \quad (2.61)$$

Le noyau $S_{i+1}(x - x')$ d'ordre $i+1$ s'obtient en convoluant le noyau d'ordre i avec $S_2(x - x')$.

2.3.6 Fonctions de transfert des cas adiabatique et isocourbure CDM

2.3.6.1 Définition

En théorie linéaire, chaque mode de perturbation de pulsation comobile \vec{k} évolue de façon indépendante. On a vu que la fonction de transfert résume les processus physiques (évolution hors de l'horizon, et effets de la pression à $\lambda < \lambda_{\text{Jeans}}$, éventuellement atténuation de Silk pour les baryons et/ou le rayonnement, ...), dépendants de k et qui permettent d'évoluer un spectre de puissance primordial $P_{\text{init}}(k)$, obtenu juste après la fin de l'inflation, à un redshift ultérieur $P_{\text{fin}}(k)$ tel que $z_{\text{fin}} < z_{\text{dec}}$, avec le facteur de croissance global donné en 2.16. Dans la suite, on considère uniquement le spectre des perturbations de densité de la CDM.

1. pour les fluctuations adiabatiques des perturbations, on définit la fonction de transfert avec :

$$P_{\delta_{\text{CDM,fin}}}(k) = \left(\frac{D_{\infty \rightarrow \text{fin}}}{D_{\infty \rightarrow \text{init}}}\right)^2 T_{\text{adiab}}(k)_{\delta_{\text{CDM}}}^2 P_{\delta_{\text{CDM,init}}}(k) \quad (2.62)$$

$$\text{avec la normalisation : } T_{\text{adiab}}(k)_{\delta_{\text{CDM}}} \xrightarrow{k \rightarrow 0} 1 \quad (2.63)$$

Dans les cas les plus simples d'inflation, où les surdensités adiabatiques s'obtiennent par les fluctuations quantiques de l'inflaton, $P_{\delta_{\text{CDM,init}}}(k)$ est *invariant d'échelle* sur une large plage autour des longueurs d'intérêt pour la formation des galaxies : la contribution de chaque décade de fréquence à la puissance totale des fluctuations du potentiel gravitationnel est la même. Dans ce cas :

$$P_{\delta_{\text{CDM,init}}}(k) \propto k \quad \text{et donc : } P_{\delta_{\text{CDM,fin}}}(k) \underset{k \rightarrow 0}{\propto} k \quad P_{\delta_{\text{CDM,fin}}}(k) \underset{k \rightarrow \infty}{\propto} k^{-3} \quad (2.64)$$

En particulier, les modèles CDM ont un spectre initial invariant d'échelle, et l'approximation de la fonction de transfert adiabatique CDM est donnée par Bardeen et al. (1986, par la suite BBKS).

Ici et dans la suite, si k est exprimé en unités $h \text{ Mpc}^{-1}$, on définit $q = k/\Gamma$: Γ est le paramètre de forme du spectre de puissance, pour un univers sans baryons $\Omega_{0,\text{bar}} = 0$, $\Gamma = \Omega_{0,\text{CDM}} h$, et pour un univers avec une composante baryonique faible, telle qu'en accord avec la nucléosynthèse primordiale, une approximation est $\Gamma = \Omega_0 h \exp[-\Omega_{0,\text{bar}} (1 + \sqrt{2} \bar{h}/\Omega_0)]$ (Sugiyama 1995) avec $\Omega_0 = \Omega_{0,\text{CDM}} + \Omega_{0,\text{bar}}$. BBKS obtiennent :

$$T_{\text{adiab}}(k) = \frac{\ln(1 + 2.34 q)}{2.34 q} \left[1 + 3.89 q + (16.1 q)^2 + (5.46 q)^3 + (6.71 q)^4 \right]^{-1/4} \quad (2.65)$$

2. pour les fluctuations isocourbures, la fonction de transfert est couramment définie en termes de variations de l'entropie par particule de DM par :

$$P_{\sigma_{\text{CDM,fin}}}(k) = \left(\frac{D_{\infty \rightarrow \text{fin}}}{D_{\infty \rightarrow \text{init}}} \right)^2 T_{\text{isoc}}(k)_{\sigma_{\text{CDM}}}^2 P_{\sigma_{\text{CDM,init}}}(k) \quad (2.66)$$

$$\text{mais avec la normalisation : } T_{\text{isoc}}(k)_{\sigma_{\text{CDM}}} \xrightarrow{k \rightarrow \infty} 1 \quad (2.67)$$

Pour $z \gg z_{\text{eq}}$, la condition que les fluctuations de densité soient principalement isocourbures nous donne, avec $\delta_{\text{CDM}} \gg \delta_{\text{R}}$, $\sigma_{\text{CDM}} \sim -\delta_{\text{CDM}}$. Par commodité, on peut donc redéfinir en partant des grands redshifts :

$$T_{\text{isoc}}(k)_{\delta_{\text{CDM}}} = T_{\text{isoc}}(k)_{\sigma_{\text{CDM}}} \quad \text{avec la même normalisation : } T_{\text{isoc}}(k)_{\delta_{\text{CDM}}} \xrightarrow{k \rightarrow \infty} 1 \quad (2.68)$$

Par exemple, dans le cas où les fluctuations d'entropie sont créées à haut z par un champ scalaire qui acquiert une masse (cas des axions, Efstathiou & Bond 1986; Efstathiou 1990), on peut montrer (Burns 1997) que l'invariance d'échelle se caractérise par :

$$P_{\delta_{\text{CDM,init}}}(k) \propto k^{-3} \quad \text{et donc : } P_{\delta_{\text{CDM,fin}}}(k) \underset{k \rightarrow 0}{\propto} k \quad P_{\delta_{\text{CDM,fin}}}(k) \underset{k \rightarrow \infty}{\propto} k^{-3} \quad (2.69)$$

après application de la fonction de transfert ci-dessous.

Après traitement par la fonction de transfert, l'invariance d'échelle donne donc les mêmes comportements asymptotiques de δ_{CDM} pour les deux types de perturbations adiabatique et isocourbure.

Reprenant Peebles (1999a), on verra en début de seconde partie que le spectre de puissance initial des perturbations isocourbures du modèle non-gaussien *n'est pas* invariant d'échelle mais tel que :

$$P_{\delta_{\text{CDM,init}}}(k) \underset{k \rightarrow 0}{\propto} k^{-1.8} \quad P_{\delta_{\text{CDM,init}}}(k) \underset{k \rightarrow \infty}{\propto} k^s \quad \text{avec : } s < -3 \quad (2.70)$$

La fonction de transfert isocourbure CDM est aussi donnée par BBKS :

$$T_{\text{isoc}}(k) = (5.6 q)^2 \left(1 + \left[15.0 q + (0.9 q)^{3/2} + (5.6 q)^2 \right]^{1.24} \right)^{-1/1.24} \quad (2.71)$$

Il a été rappelé dans la partie d'introduction (1.5) que le modèle τ CDM EdS est singulier dans la famille CDM : l'époque d'égalité matière-radiation est retardée, et les hautes fréquences sont davantage atténuées par rapport au cas SCDM "Standard CDM" grâce à

Tab. 2.1: Paramètres cosmologiques des modèles Λ CDM, τ CDM et ICDM.

| Modèle | Ω_0 | Λ | h | σ_8 | Γ |
|---------------|------------|-----------|-----|------------|----------|
| Λ CDM | 0.3 | 0.7 | 0.7 | 0.9 | 0.21 |
| τ CDM | 1.0 | 0.0 | 0.5 | 0.6 | 0.21 |
| ICDM | 0.2 | 0.8 | 0.7 | 0.8 | - |

l'hypothèse d'un neutrino τ massif qui se désintègre. On peut définir pour ce modèle, en supposant une densité de baryons négligeable, un paramètre de forme *apparent* $\Gamma_{\text{apparent}} = \Omega_0 h f(m, \tau_{\nu})$, avec f une fonction connue de la masse m et de la demi-vie τ_{ν} . Des valeurs possibles pour le neutrino τ sont $m \sim 1 \text{ keV}$ et $\tau_{\nu} \sim 1 \text{ an}$.

La Table 2.1 résume les paramètres cosmologiques des modèles CDM (Λ CDM, τ CDM et ICDM) qui seront simulés ici. La normalisation du modèle ICDM et le choix de la fraction de baryons, laissée en paramètre libre, sera décrite dans la troisième partie.

2.3.6.2 Description

Ces fonctions de transfert sont comparées sur la Fig. 2.2, avec les spectres de puissance résultants des modèles isocourbure CDM (courbes continues), et adiabatiques CDM Λ CDM et τ CDM (tirets et pointillés), normalisés aux valeurs de σ_8 qui seront utilisées pour les simulations numériques.

En considérant le fluide cosmique à deux composants (rayonnement et CDM), la forme globale des fonctions de transfert, avec les normalisations 2.63 et 2.68, est compréhensible avec l'évolution d'un mode \vec{k} décrite en 2.2.3. L'échelle caractéristique comobile dans 2.65 et 2.71 est $\lambda_{\text{hor}} = 2\pi/(\Omega_0 h)$, qui correspond à la taille de l'horizon à z_{eq} .

1. cas adiabatique CDM : le changement de pente à λ_{hor} : atténuation relative des modes de haute fréquence, est dû aux oscillations amorties du fluide photons-baryons, qui s'homogénéise, comme à la période rapide de ces oscillations : la croissance des fluctuations de DM est ralentie par effet Mészáros, par rapport aux modes restés en dehors de l'horizon.
2. cas isocourbure CDM : les effets de pression détruisent la condition isocourbure $\delta_{\text{tot}} \sim 0$ pour les échelles qui ont réintégré l'horizon, et les fluctuations de DM peuvent croître, mais lentement, en raison l'effet Mészáros. Les modes restés extérieurs à l'horizon demeurent isocourbures, et avec la redistribution de la densité moyenne, les surdensités de DM tendent à diminuer au profit de celles du rayonnement (voir paragraphe 2.2.3). Avec les normalisations de la fonction de transfert données ci-dessus, on a donc une configuration inverse par rapport au cas adiabatique : ce sont les modes de basses fréquences qui sont atténués.

Rappelons que les fonctions de transfert de la composante CDM fournies par BBKS sont obtenues pour un cas de pure matière noire, sans baryons. Peacock & Dodds (1994); Sugiyama (1995); Eisenstein & Hu (1998) généralisent ces approximations analytiques en incluant la contribution des baryons, comme on l'a vu ci-dessus pour le paramètre de forme, par exemple.

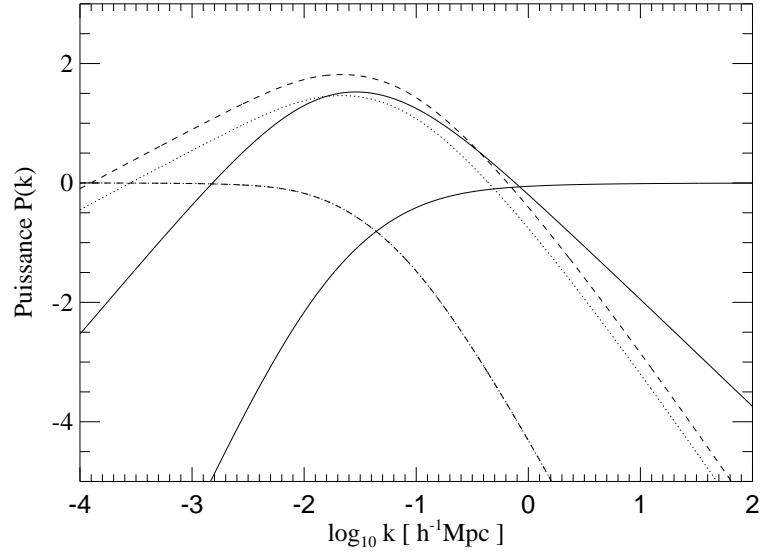


Fig. 2.2: Comparaison entre les fonctions de transfert $T^2(k)$ et les spectres de puissance résultants des modèles isocourbures CDM (courbes continues) et adiabatiques CDM (tirets et pointillés pour Λ CDM et τ CDM respectivement), définis par les équations 2.65 et 2.71, avec une densité de baryons supposée négligeable dans les trois cas. Les spectres ont été normalisés aux valeurs respectives de σ_8 utilisées dans les simulations numériques des deuxième et troisième parties.

Enfin, les techniques numériques (e.g. COSMICS ou CMBFAST, Ma & Bertschinger 1995; Seljak & Zaldarriaga 1996) donnent l'évolution linéaire précise des modes des différents composants du fluide cosmique, en résolvant le système couplé d'équations de Boltzmann, d'Einstein et d'état du fluide, pour un échantillonnage de valeurs de k .

2.3.7 Fluctuations du CMB aux premiers harmoniques

En guise de conclusion, ce paragraphe donne un exemple des différences entre perturbations adiabatique et isocourbure au niveau de l'*amplitude* des fluctuations théoriques de température dans le CMB, aux premiers harmoniques l : e.g. quadrupole.

A ces échelles, Efstathiou & Bond (1986) ont montré que dans une cosmologie EdS normalisée pour retrouver l'amplitude observée de la fonction de corrélation des galaxies sans biais, des fluctuations isocourbures gaussiennes de la densité de CDM, dues à, par exemple, des axions qui acquièrent une masse à très grand z , ou plus généralement à tout autre mécanisme, produisent un effet Sachs-Wolfe (Sachs & Wolfe 1967) qui est supérieur à celui prévu pour des fluctuations adiabatiques sous les mêmes conditions de normalisation. Rappelons que cet effet est dû aux fluctuations du potentiel gravitationnel à l'époque de découplage. Il ajoute aux fluctuations intrinsèques de température des photons du CMB des variations provoquées par (1) le redshift gravitationnel et (2) la dilatation du temps sur la surface de dernière

diffusion : la contribution de l'effet SW se retrouve ci-dessous dans l'équation 2.73..

Dans le cas isocourbure, cet effet dépassait les limites supérieures sur l'amplitude des premiers harmoniques des fluctuations du CMB connues à l'époque. On renvoie le lecteur à Burns (1997) pour une présentation plus récente de ces points.

Ici, on va comparer les deux cas adiabatique et isocourbure pour une *même amplitude* du *potentiel gravitationnel* (i.e. des fluctuations de la métrique) pour une *même longueur d'onde* λ qui apparaît à l'horizon à l'époque actuelle. Par simplicité, on se place dans un modèle EdS avec $\Omega_0 = 1$. On reprend le traitement didactique de Durrer (2001), qui donne les principaux aspects théoriques des fluctuations du CMB sous une approche invariante de jauge.

On suppose qu'après leur dernière diffusion à $z \sim 1100$, les photons du CMB suivent des géodésiques de l'espace-temps. On néglige les effets des baryons aux échelles considérées ici, sauf bien sûr pour fixer l'époque de découplage a_{dec} . Pour des fluctuations de densité produites dans l'univers primordial, à des échelles qui sont alors plus grandes que l'horizon (cas des modèles "standard" d'inflation), les perturbations initiales *vectérielles* de la métrique décroissent rapidement. On les négligera. Par *hypothèse*, on supposera en outre que les perturbations initiales *tensorielles* sont nulles.

On note le temps conforme η :

$$\eta(t) = \int_0^t \frac{dt'}{a(t')} \quad (2.72)$$

On note \vec{n} la direction de propagation d'un photon, \vec{x}_{dec} sa position comobile à l'époque de découplage, $\vec{x}(\eta)$ et \vec{x}_0 ses positions respectivement à l'instant η et présente (observateur). Pour un univers euclidien, on a : $\vec{x}_\eta = \vec{x}_0 - (\eta_0 - \eta) \vec{n}$

Le traitement de Durrer (2001) de la fluctuation de température ΔT observée à l'époque actuelle à \vec{x}_0 dans la direction $-\vec{n}$ donne l'équation, pour *un mode* de vecteur d'onde \vec{k} (non rappelé en indice), dans l'espace de Fourier :

$$\frac{\Delta T(-\vec{n})}{T} = \left[\frac{1}{4} D^{\text{ray}} + V_j^{\text{bar}} n^j + \psi - \phi \right] (\eta_{\text{dec}}, \vec{x}_{\text{dec}}) + \int_{\eta_{\text{dec}}}^{\eta_0} (\dot{\psi} - \dot{\phi})(\eta, \vec{x}(\eta)) d\eta \quad (2.73)$$

avec les quantités invariantes de jauge :

- $D^{\text{ray}} = \delta_{\text{long}}^{\text{ray}} + 3(1 + v_{\text{ray}})$ si évalué dans la jauge longitudinale (voir Durrer 2001), et avec ν_{rad} défini comme dans l'équation 2.7.
- $V_j^{\text{bar}} = v_{j,\text{long}}^{\text{bar}}$ est la vitesse propre physique des baryons (quand ils sont couplés au rayonnement), lorsqu'évaluée dans la jauge longitudinale. On supposera que cet effet Doppler est nul. En fait dans la réalité, on notera ci-dessous qu'il est négligeable par rapport aux autres termes, à l'époque de découplage, pour des échelles qui ne rentrent dans l'horizon qu'à l'époque actuelle. Ceci est valide dans les deux cas de conditions initiales, adiabatique et isocourbure.
- les potentiels "de Bardeen" ϕ et ψ

On peut montrer que ϕ et ψ sont reliés par $\phi = -\psi$ dans le cas d'un fluide idéal, ce qui est supposé ici en considérant que le fluide cosmique n'est composé que de radiation et de matière noire, qui n'interagissent que par gravité.

2 Evolution linéaire des fluctuations primordiales

Dans l'expression entre crochets de l'équation 2.73, la somme du premier et des troisième et quatrième termes est appelée "effet Sachs-Wolfe ordinaire", alors que l'intégrale correspond aux variations du potentiel entre l'instant d'émission et de réception du photon : c'est l'effet "Sachs-Wolfe intégré".

En considérant un mode \vec{k} , Durrer (2001) rappellent que sa contribution à la fonction de corrélation à deux points des fluctuations de température dans deux directions $-\vec{n}$ et $-\vec{n}'$ avec $\vec{n} \cdot \vec{n}' = \mu$ se développe habituellement sur la base des polynômes de Legendre $P_l(\mu)$ avec les coefficients C_l suivant :

$$\left\langle \frac{\Delta T}{T}(\vec{x}_0, -\vec{n}, \eta_0) \frac{\Delta T}{T}(\vec{x}_0, -\vec{n}', \eta_0) \right\rangle_{\vec{n} \cdot \vec{n}' = \mu} = \frac{1}{4\pi} \sum_l (2l+1) C_l P_l(\mu) \quad (2.74)$$

en prenant la moyenne sur plusieurs "réalisations" de l'univers.

Les C_l aux premiers harmoniques $l \simeq 2$ sont maintenant considérés pour les deux conditions initiales séparément :

- cas adiabatique : on peut montrer qu'il se traduit par :

$$D^{\text{ray}}(\vec{k}, \eta_{\text{dec}}) \simeq -(20/3) \psi(\vec{k}, \eta_{\text{dec}}) \quad (2.75)$$

Par ailleurs, $V^{\text{bar}} = V^{\text{ray}} \ll D^{\text{ray}}$ pour des échelles largement hors de l'horizon au moment du découplage. De plus, pour un fluide parfait, $\psi = -\phi$ et sur les échelles considérées $\psi \simeq \text{cte} = \psi_0$ durant la phase de domination par la matière, car $z_{\text{eq}} > z_{\text{dec}}$. L'effet Sachs-Wolfe intégré est donc négligeable et seul l'effet Sachs-Wolfe ordinaire contribue aux fluctuations. On arrive à :

$$\frac{\Delta T}{T}(\vec{x}_0, -\vec{n}, \eta_0) = \frac{1}{3} \psi(\eta_{\text{dec}}, \vec{x}_{\text{dec}}) \quad (2.76)$$

d'où pour $l \simeq 2$ en sommant sur tous les modes et en utilisant la constance de ψ lors de la phase de domination par la matière :

$$C_l^{\text{adiab}} \simeq C_l^{\text{adiab, SW}} \simeq \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \left\langle \left| \frac{1}{3} \psi_0 \right|^2 \right\rangle k^3 j_l^2(k(\eta_0 - \eta_{\text{dec}})) \quad (2.77)$$

et les j_l sont les fonctions de Bessel sphériques : dans cette intégrale, on a assigné l'expression de $\Delta T/T$ obtenue uniquement pour les modes qui intègrent l'horizon aux époques actuelles à tous les modes \vec{k} : cet abus ne pose pas de problème si $l \simeq 2$: la fonction j_l atténue très rapidement la contribution des modes de longueur d'onde plus petite.

- cas isocourbure : la contribution de l'effet Sachs-Wolfe intégré est toujours négligeable, pour les même raisons que précédemment. L'effet Doppler est par contre ici plus important que $D^{\text{rad}}/4$, ce dernier tendant à s'annuler lorsque $\eta \rightarrow 0$, mais il demeure faible devant ψ aux échelles largement super-horizon considérées à η_{dec} . L'effet Sachs-Wolfe ordinaire se réduit donc à $2\psi \simeq 2\psi_0$ car le potentiel est constant, dans ou hors de l'horizon, dans l'époque de domination par la matière. Il vient alors :

$$\frac{\Delta T}{T}(\vec{x}_0, -\vec{n}, \eta_0) = 2\psi(\eta_{\text{dec}}, \vec{x}_{\text{dec}}) \quad (2.78)$$

alors pour $l \simeq 2$ en sommant sur tous les modes :

$$C_l^{\text{isoc}} \simeq C_l^{\text{isoc, SW}} \simeq \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \langle |2\psi_0|^2 \rangle k^3 j_l^2(k(\eta_0 - \eta_{\text{dec}})) \quad (2.79)$$

En comparant finalement 2.79 à 2.77 pour une *même amplitude* de ψ_0 aux modes qui ont juste réintégré l'horizon à $z = 0$, on voit que les C_l sont près de 36 fois plus élevés dans le cas isocourbure que dans le cas adiabatique, aux premières harmoniques. C'est exactement le type de problèmes mis en évidence par Efstathiou & Bond (1986). Un autre, on l'a vu, est la position l des pics acoustiques.

3

Modèles non-linéaires de l'évolution de la matière noire

Résumé

L'approximation linéaire sera utilisée pour définir l'amplitude initiale des modes $\delta_{k,\text{CDM}}$ aux fréquences représentées dans les simulations numériques. Les simulations évoluent ensuite ces modes dans le domaine non-linéaire. Ici, on expose dans un premier temps l'approximation de Zel'dovich comme modèle non-linéaire pour la distribution à grande échelle et la réalisation des conditions initiales, puis dans un deuxième temps le modèle de collapse sphérique des halos de CDM. En parallèle, on donne la formule NFW pour le profil radial de densité des structures collapsées mesuré dans les simulations. Dans le cadre d'un modèle hiérarchique de formation des structures, la fonction de masse de ces halos est approximée par la théorie de Press-Schechter. Un exposé des descriptions analytiques les plus simples des effets non-linéaires est donné dans le chapitre 8 de Padmanabhan (1993).

La théorie linéaire s'invalide à l'instant t pour une échelle $k_{\text{nl}} = 2\pi/l$ lorsque le mode croissant de la fluctuation atteint : $\delta_{k,\text{CDM},t} \sim 1$. En se replaçant sous le régime linéaire, l'échelle k_{struct} qui maximise $k^3 \langle |\delta_{k,\text{CDM}}^2| \rangle$ définit la taille des premières structures de l'univers. Suite à la virialisation, tous les modes correspondant à des échelles plus petites deviennent alors aussi non-linéaires. Pour une fonction de transfert de type CDM, qui aboutit à un processus "bas-haut" de formation des structures, ce sont d'abord les plus petites échelles qui deviennent non-linéaires. Inversement, avec une population de particules massives qui demeurent relativistes pendant suffisamment longtemps après le Big Bang (e.g. W ou H-DM), la fonction de transfert est négligeable pour des échelles plus petites que la distance de diffusion, qui peut correspondre à la taille d'un petit amas de galaxies. Dans ce cas, ces amas se forment d'abord, et les galaxies par fragmentation hypothétique de des amas (processus "haut-bas" de formation des galaxies). La théorie linéaire peut être étendue en considérant des ordres supérieurs

de développement des perturbations, qui permettent d'aborder les domaines quasi-linéaires voire non-linéaires (par exemple, théorie des perturbations du second ordre, Peebles 1980; Bernardeau 1992).

3.1 L'approximation de Zel'dovich

Le modèle proposé par Zel'dovich (1970) est couramment utilisé pour initialiser positions et vitesses des particules au départ d'une simulation numérique (Efstathiou et al. 1985). Le schéma est en accord avec la théorie linéaire, et il s'étend jusque dans le domaine non-linéaire où $\delta_{\text{CDM}} > 1$. L'idée est de calculer le champ de déplacement (et de vitesse) suivant la théorie linéaire, de déplacer la CDM, puis de suivre la trajectoire de la CDM *perturbée*. Ceci s'effectue en assignant les vitesses linéaires au niveau des positions perturbées des particules. On reprend ici Padmanabhan (1993). Formellement, en se plaçant en coordonnées comobiles, et si \vec{q} et \vec{x} décrivent l'espace lagrangien et eulérien respectivement, on a :

$$\vec{x}(t_{\text{init}}) = \vec{q} + b(t_{\text{init}}) \vec{d}(\vec{q}) \quad \text{et à } t_{\text{init}} : \quad |b(t_{\text{init}}) \vec{d}(\vec{q})| \ll \bar{l} \quad (3.1)$$

en notant \bar{l} la séparation moyenne entre les particules. On verra ci-dessous que $b(t_{\text{init}})$ est en fait le facteur de croissance des fluctuations de $t = 0$ jusqu'à t_{init} . Si t_{init} est suffisamment petit, la transformation $\vec{q} \rightarrow \vec{q} + b(t_{\text{init}}) \vec{d}(\vec{q})$ est partout inversible et en limitant le développement de son Jacobien au premier ordre, on montre que :

$$\delta_{\text{init}}(\vec{q}) = -b(t_{\text{init}}) \vec{\nabla}_{\vec{q}} \cdot \vec{d}(\vec{q}) \quad (3.2)$$

En théorie linéaire, on a vu que, si $\delta_{\vec{k}, z=0}$ est la série de Fourier de la surdensité de la composante dominante évoluée linéairement à $z = 0$, que l'on souhaite représenter, en prenant V un volume cubique de l'univers qui contient les échelles d'intérêt :

$$\delta_{z=0}(\vec{x}) = \frac{1}{V} \sum_{\vec{k}} \delta_{\vec{k}, z=0} \exp(-i \vec{k} \cdot \vec{x}) \sim \frac{1}{V} \sum_{\vec{k}} \delta_{\vec{k}, z=0} \exp(-i \vec{k} \cdot \vec{q}) \quad (3.3)$$

$$\delta_{\text{init}}(\vec{x}) = \delta_{z=0}(\vec{x}) \frac{D_{z=\infty \rightarrow z_{\text{init}}}}{D_{z=\infty \rightarrow z=0}} \quad (3.4)$$

Pour être en accord avec la théorie linéaire, on déduit de 3.2 et 3.4, avec $\vec{x} \sim \vec{q}$:

$$b(t_{\text{init}}) = D(t_{\text{init}}) \quad \text{avec :} \quad D(t_{\text{init}}) = \frac{D_{z=\infty \rightarrow z_{\text{init}}}}{D_{z=\infty \rightarrow z=0}} \quad (3.5)$$

et :

$$\vec{\nabla}_{\vec{q}} \cdot \vec{d}(\vec{q}) = \frac{-1}{V} \sum_{\vec{k}} \delta_{\vec{k}, z=0} \exp(-i \vec{k} \cdot \vec{q}) \quad (3.6)$$

En supposant $\vec{d}(\vec{q})$ irrotationnel, on peut le faire dériver d'un potentiel (voir chapitre 8 de Padmanabhan 1993) :

$$\vec{d}(\vec{q}) = \vec{v}_{\vec{q}} \phi_0(\vec{q}) \quad \text{et} : \quad \phi_0(\vec{q}) = \frac{1}{V} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\delta_{\vec{k}, z=0}^{(k)}}{k^2} \exp(-i \vec{k} \cdot \vec{q}) \quad (3.7)$$

$b(t_{\text{init}}) \vec{d}(\vec{q})$ est le déplacement initial appliqué à la distribution lagrangienne des particules, par exemple, une grille régulière ou une distribution “vitreuse” : les distributions initiales des particules seront reprises dans le chapitre suivant dans le paragraphe 4.2.4. Spécifiquement, plaçons N particules dans une simulation cubique de côté L_{sim} , et appliquons le déplacement de Zel'dovich. Par construction, la série de Fourier du champ eulérien $\delta(\vec{x})$ ainsi créé est égale au mode $\delta_{\vec{k}, z=z_{\text{init}}}$ que l'on souhaitait représenter, jusqu'à la pulsation de Nyquist des particules $2 \pi N^{1/3} / (2 L_{\text{sim}})$.

Notons à ce stade que la forme de la DP du champ de surdensité n'est pas restrictive : l'approximation de Zel'dovich s'applique aussi clairement dans les cas non-gaussiens, à la seule condition que $|b(t_{\text{init}}) \vec{d}(\vec{q})| \ll \bar{l}$ au redshift initial.

Les vitesses initiales comobiles propres qui sont attribuées aux particules à leurs coordonnées eulériennes, c'est-à-dire une fois les particules déplacées, sont :

$$\vec{v}(t) = \frac{d\vec{x}}{dt} \quad \text{et} : \quad \vec{v} = \dot{b}(t_{\text{init}}) \vec{d}(\vec{q}) \quad (3.8)$$

Si ce formalisme est en accord avec la théorie linéaire, il constitue aussi une description précise de l'évolution des perturbations lorsque $\delta_{\text{CDM}} \gtrsim 1$: en conservant tous les termes du Jacobien $J(\vec{q})$ de la transformation $\vec{q} \rightarrow \vec{q} + b(t_{\text{init}}) \vec{d}(\vec{q})$, et contrairement à 3.2 où seuls les termes linéaires ont été conservés, et en diagonalisant $J(\vec{q})$ suivant ses valeurs propres réelles $[-\lambda_1(\vec{q}), -\lambda_2(\vec{q}), -\lambda_3(\vec{q})]$, on montre que, en coordonnées eulériennes :

$$\delta(\vec{x}, t) = \frac{1}{(1 - b(t) \lambda_1(\vec{q})) (1 - b(t) \lambda_2(\vec{q})) (1 - b(t) \lambda_3(\vec{q}))} - 1 \quad (3.9)$$

Classant ensuite les valeurs propres selon $|\lambda_1(\vec{q})| \geq |\lambda_2(\vec{q})| \geq |\lambda_3(\vec{q})|$, on voit que lorsque $b(t) \lambda_1(\vec{q}) \sim 1$, on a formation de surfaces caustiques dans le champ de densité. Ces caustiques sont normalement bidimensionnelles, si les trois valeurs propres sont distinctes. Une fois déplacements et vitesses initialisés avec l'approximation de Zel'dovich, et sous l'effet de la gravité, la matière noire quitte les régions en sous-densité (vides) pour s'accumuler sur les surfaces non-linéaires, puis tend à s'écouler le long des filaments qui sont définis par l'intersection de ces surfaces. Les “amas” se forment à l'intersection des filaments. C'est ce qui est observé dans les simulations numériques de DM, en prenant un spectre de puissance initial constant (bruit blanc), et limité par un filtre passe-bas coupant à $k = k_{\text{max}}$: $|\delta_{\vec{k}}| = A$ pour $k \leq k_{\text{max}}$ et $|\delta_{\vec{k}}| = 0$ pour $k > k_{\text{max}}$: voir les coupes extraites des simulations de la figure 5 dans Efstathiou et al. (1985). Une étude de l'évolution de la DP du champ de densité sous l'approximation de Zel'dovich et une comparaison avec les simulations numériques (en particulier le test de la validité jusque dans le régime quasi-linéaire) est celle de Kofman et al. (1994).

En résumé, l'avantage de l'approximation de Zel'dovich par rapport au modèle linéaire consiste en ce que la direction des vitesses initiales est parallèle au déplacement assigné aux

particules : on suit les *trajectoires des particules perturbées* suivant la théorie linéaire plutôt que l'évolution des contrastes de densité.

3.2 Modèles analytiques des halos

On présente ici les modèles à symétrie sphérique pour les halos de CDM. Notons que le terme de halo sera utilisé indépendamment de leur taille : ils peuvent contenir une unique galaxie naine “du champ” ou être associés aux riches amas de galaxies. Les formules seront utilisées pour une description analytique dans le cadre des algorithmes de formation des galaxies, et serviront aussi de référence pour la comparaison avec les halos simulés dans le modèle non-gaussien. Dans toute cette section, la contribution des baryons est négligée.

3.2.1 Le modèle de collapse sphérique

On se place dans le cadre d'un univers Einstein-de Sitter (EdS), et on s'intéresse à (1) la surdensité virialisée moyenne donnée par le modèle non-linéaire pour les structures collapsées et à (2) l'extrapolation en théorie linéaire de la surdensité au temps de collapse. Les résultats seront utilisés respectivement en 3.2.2 pour définir le rayon viriel des halos et en 3.3 pour la densité critique de collapse.

On considère l'évolution d'une surdensité homogène sphérique dans un univers en expansion (\vec{r} désigne les coordonnées physiques avec pour origine le centre de la perturbation) :

$$\rho(r, t_{\text{init}}) = \begin{cases} \rho(t_{\text{init}}) = \bar{\rho}(t_{\text{init}}) (1 + \delta_{\text{init}}) & \text{pour : } r \leq r_{\text{init}} \\ \rho(r, t_{\text{init}}) = \bar{\rho}(t_{\text{init}}) & \text{pour : } r > r_{\text{init}} \end{cases} \quad (3.10)$$

On fait l'hypothèse que l'ordre radial des couches sphériques de matière ($[r_1, r_1 + dr], [r_2, r_2 + dr]$, etc ...) n'est pas modifié au cours du processus de collapse : en tout point, le flux de matière est radial, et de même amplitude sur un même rayon.

Les solutions du modèle non-linéaire de collapse sphérique s'obtiennent alors en résolvant l'équation dynamique, et avec des notations évidentes :

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\frac{G \bar{M}}{r^3} \vec{r} - \frac{G \delta M(r_{\text{init}}, t_{\text{init}})}{r^3} \vec{r} \quad (3.11)$$

avec $\bar{M} = \bar{M}(r \leq r_{\text{init}}) = \text{cte}$ et les conditions initiales sont telles que : $\delta M(r_{\text{init}}, t_{\text{init}}) = \bar{M} \delta_{\text{init}}$ et $r = r_{\text{init}}$ à $t = t_{\text{init}}$. Notons que dans un univers avec $\Omega_{\text{init}} \geq 1$, toute surdensité $\delta_{\text{init}} > 0$ va collapser, alors que pour $\Omega_{\text{init}} < 1$, une condition nécessaire est : $\delta_{\text{min,init}} > [\Omega_{\text{init}}^{-1} - 1]$. Pour un univers plat actuellement dominé par une constante cosmologique, et en négligeant la contribution du rayonnement :

$$\Omega_{\text{init}} = \frac{\Omega_0}{\Omega_0 + a_{\text{init}}^3 \Lambda} \quad (3.12)$$

pour le modèle Λ CDM standard, à $z_{\text{init}} = 50$, $\delta_{\text{min,init}} > 2 \times 10^{-5}$. Dans ce qui suit, on note $\delta_{\text{lin},0}$ le contraste de densité à $z=0$ linéairement évolué depuis δ_{init} à $z = z_{\text{init}}$.

En résolvant 3.11, on distingue trois événements :

Tab. 3.1: La densité non-linéaire virialisée $\Delta_{\text{nl,vir}}$ (normalisée par la densité moyenne) et la surdensité linéaire critique $\delta_{\text{lin,crit}}$ pour les modèles ΛCDM , τCDM et ICDM .

| Modèle | ΛCDM | τCDM | ICDM |
|----------------------------|---------------------|------------------|---------------|
| $\Delta_{\text{nl,vir}}$ | 102 | 178 | 88 |
| $\delta_{\text{lin,crit}}$ | 1.68 | 1.69 | 1.67 |

1. l'époque non-linéaire où la surdensité $\delta = \delta_{\text{nl}} = 1$: on montre qu'alors $\delta_{\text{lin}} \sim 0.57$ et $(1 + z_{\text{nl}}) = \delta_{\text{lin},0}/0.57$
2. l'époque où la perturbation atteint son expansion maximale r_{max} : $(1 + z_{\text{max}}) \sim \delta_{\text{lin},0}$ et $\rho/\bar{\rho} \sim 5.6$ avec $\bar{\rho}$ la densité moyenne de l'univers.
3. l'époque où le modèle prévoit la collapse en un point, qui est bien sûr évitée par le processus de virialisation et la génération de vitesses non-radiales : $(1 + z_{\text{coll}}) = \delta_{\text{lin},0}/1.686$ et $\rho_{\text{vir}}/\bar{\rho} \sim 178$. On notera le rapport de la densité non-linéaire du halo virialisé à la densité moyenne : $\Delta_{\text{nl,vir}} = \rho_{\text{vir}}/\bar{\rho}$.

En considérant le halo virialisé comme une sphère homogène de rayon r_{vir} pour l'estimation du potentiel gravitationnel, le théorème du viriel donne : $r_{\text{vir}} = r_{\text{max}}/2$. Pour que la surdensité collapse au plus tard à l'époque actuelle, il faut donc que l'extrapolation linéaire soit supérieure à la surdensité linéaire critique à $z = 0$: $\delta_{\text{lin},0} \geq \delta_{\text{lin,crit}} = 1.686$.

Les données numériques ci-dessus sont valides pour un univers de type EdS. En fait, $\delta_{\text{nl,vir}}$ et $\Delta_{\text{lin,crit}}$ dépendent tous deux du modèle cosmologique. Les dépendances sont rappelées dans Lacey & Cole (1993); Eke et al. (1996); Bryan & Norman (1998), et la table 3.1 donne les valeurs théoriques de la collapse sphérique, pour les modèles ΛCDM , τCDM et ICDM . Le schéma de collapse sphérique du halo tel qu'on l'a simplifié est évidemment indépendant du caractère gaussien des perturbations de densité : les résultats s'appliquent au cas ICDM . Dans la pratique des simulations numériques, on rencontre fréquemment l'approximation $r_{\text{vir}} \sim r_{200}$, où r_{200} est le rayon à l'intérieur duquel la densité moyenne de DM est 200 fois la densité critique de l'univers à l'instant considéré. Dans les deuxième et troisième parties, on fera toujours cette approximation. Clairement, la vitesse virielle circulaire du halo satisfera aussi : $V_{\text{vir}} \sim V_{200}$.

3.2.2 Profils de densité

Dans le cadre semi-analytique, la connaissance du profil de densité est nécessaire pour un traitement adéquat de la répartition des baryons dans les halos, en particulier pour estimer le taux de refroidissement. Dans le paragraphe précédent, on a fait l'hypothèse d'une densité initiale uniforme $\rho_{\text{CDM}} = \text{cte}$ pour la perturbation sphérique. A $t > t_{\text{max}}$ (l'instant d'expansion maximale), le halo se contracte rapidement, et les variations associées du potentiel gravitationnel couplées au mouvement brownien des particules virialisent le halo par un processus de relaxation violente. Une fois l'équilibre atteint, une distribution isotherme de densité peut résulter, même si les particules n'interagissent pas directement par collision (Lynden-Bell 1967) : aux rayons r suffisamment grands, elle est *approximée* par la sphère

isotherme singulière :

$$\rho(r) = \rho_{\text{iso}}(r) = \frac{\sigma_{1D}^2}{2 \pi G r^2} \quad \text{pour : } r \gtrsim \frac{\sigma_{1D}^2}{4 \pi G \rho_0} \quad (3.13)$$

en notant σ_{1D}^2 la dispersion unidimensionnelle des vitesses, et ρ_0 la densité centrale. Rappelons que dans le cas de la sphère isotherme, la vitesse circulaire est reliée à l'écart-type de la vitesse unidimensionnelle (ou sur la ligne de visée) $\sigma_{v,1D}$ par : $V_c(r) = \sqrt{2} \sigma_{v,1D} = \text{cte}$.

Les simulations numériques à haute résolution de collapse des halos de CDM révèlent toutefois un profil de densité différent : Navarro et al. (1996, 1997, ci-après NFW) proposent l'approximation analytique :

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \rho_{\text{crit}} \frac{\delta_{\text{NFW}}}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2} \quad (3.14)$$

avec les définitions du paragraphe précédent pour r_{200} , et :

$$c = \frac{r_{200}}{r_s} \quad (3.15)$$

$$\delta_{\text{NFW}} = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)} \quad (3.16)$$

La concentration c place la transition entre $\rho(r) \propto r^{-1}$ et $\rho(r) \propto r^{-3}$ en fonction de r_{200} . Elle dépend du redshift z_{form} de formation du halo : c croît avec z_{form} : plus la densité critique de l'univers est élevée à l'époque de leur formation, plus les halos sont concentrés.

NFW ont trouvé que le profil 3.14 est universel pour les halos virialisés dans leurs simulations de familles de modèles CDM *gaussiens*, modulo la latitude 3.16 pour la définition de la concentration. Depuis, cet *ansatz* a été largement confirmé. La Fig. 3.1 compare trois profils analytiques de densité de DM de halos (en fonction de r/R_{200}) : profil isotherme (continu), profil NFW avec $c = 2$ (pointillés) et $c = 10$ (tirets). Les profils ont été normalisés de façon à contenir la même masse totale à l'intérieur du rayon viriel.

3.3 Théorie de Press-Schechter

Plaçons-nous en coordonnées comobiles. La formule de Press & Schechter (1974, ci-après PS) détermine la contribution en masse des objets collapsés (halos de DM) de masse $M = (4/3) \pi R_{\text{init}}^3 \bar{\rho}_{\text{init}}$ (espace comobile), à un instant, z_{fin} , dans une réalisation d'un champ aléatoire gaussien, hiérarchique en termes de spectre de puissance (e.g. CDM), de densité $\delta_{\text{CDM,init}}$ obtenue à $z_{\text{init}} > z_{\text{fin}}$, telle que par exemple : $|\delta_{\text{CDM,init}}| \ll 1$. Le champ $\delta(\vec{\mathbf{x}})_{\text{CDM,init}}$ est *linéairement extrapolé* à z_{fin} , puis convolué avec une série de filtres de forme fixée (par exemple en créneau dans l'espace réel) et de rayons croissants R : on obtient $\delta_{\text{CDM,fin,R}}$.

La fraction de masse qui réside dans des objets de taille supérieure ou égale à R à l'époque z_{fin} est déterminée par la fraction des points de $\delta(\vec{\mathbf{x}})_{\text{CDM,fin,R}}$ tels que :

$$\delta_{\text{CDM}}(\vec{\mathbf{x}})_{\text{fin,R}} > \delta_{\text{crit,fin}} \quad (3.17)$$

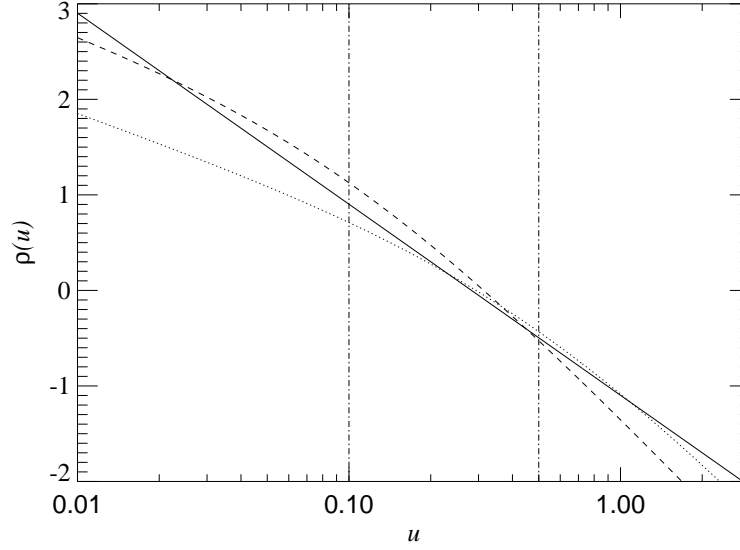


Fig. 3.1: Profils analytiques de densité $\rho_{\text{CDM}}(u)$ des halos, avec $u \equiv r/R_{200}$. Les courbes continues, en pointillés et en tirets montrent respectivement les cas isotherme, NFW avec $c = 2$ et $c = 10$. La masse contenue dans le rayon viriel est identique pour les trois profils.

où $\delta_{\text{crit,fin}} \sim \delta_{\text{crit},0}$ pour les cas qui nous concernent est la surdensité linéaire critique de collapse (dépendante de la cosmologie) à l'époque de collapse considérée, calculée en 3.2.1. De façon plus générale, mais toujours sous la condition d'un spectre de puissance hiérarchique, la procédure PS permet de construire la fonction de masse (FM), si on connaît, ou mesure, la probabilité : $p(\delta(\vec{x})_{\text{CDM,fin,R}} > \delta_{\text{crit,fin}})$. Initialement limitée au cas gaussien, ce formalisme est donc facilement extensible au cas non-gaussien.

En d'autres termes, à un redshift donné z_{fin} , la théorie PS suppose que les seuls objets de rayon R qui existent sont ceux qui satisfont *exactement* : $\delta(\vec{x})_{\text{CDM,fin,R}} = \delta_{\text{crit,fin}}$.

Plaçons-nous en un point \vec{y} , les régions centrées sur \vec{y} de rayon R avec une surdensité sur leur volume sphérique $\delta(\vec{y})_{\text{CDM,fin,R}} > \delta_{\text{crit,fin}}$ sont considérées comme *déjà collapsées* dans une structure plus grande $R_1 > R$ avec $\delta(\vec{y})_{\text{CDM,fin,R}_1} = \delta_{\text{crit,fin}}$. Alternativement, les régions telles que $\delta(\vec{y})_{\text{CDM,fin,R}} < \delta_{\text{crit},0}$ ne sont *pas encore collapsées* dans des structures de taille égale ou supérieure à R , si $\forall R_1 > R$ on a : $\delta(\vec{y})_{\text{CDM,fin,R}_1} < \delta_{\text{crit},0}$, ce que PS assument implicitement dans leur formule. En fait, il est tout à fait possible d'avoir, même avec un spectre de puissance hiérarchique, $\delta(\vec{y})_{\text{CDM,fin,R}_2} < \delta(\vec{y})_{\text{CDM,fin,R}_1}$ et $R_1 > R_2$.

Pour corriger ce point, et pour retrouver l'intégralité de la masse, PS introduisent un facteur $f = 2$ *ad hoc* dans leur formule. Ce facteur est théoriquement justifiable dans le cadre d'un champ de densité initialement *gaussien*, et où le processus de collapse est *hiérarchique* (Bond et al. 1991). Dans le cas *non-gaussien* mais hiérarchique, $f \neq 2$ dépend de la DP initiale. On en donnera un exemple dans la dernière partie de thèse.

On note ici $f(\mathcal{M})d\mathcal{M}$ la densité comobile à $z = z_{\text{fin}}$ d'objets de masse comprise entre \mathcal{M}

3 Modèles non-linéaires de l'évolution de la matière noire

et $\mathcal{M} + d\mathcal{M}$, et $\sigma(\mathcal{M})_{\text{fin}}$ est l'écart-type du champ de densité *linéairement évolué* à $z = z_{\text{fin}}$ et filtré sur l'échelle \mathcal{M} . Pour un champ de densité gaussien, PS obtiennent la relation :

$$f(\mathcal{M}) = \frac{\bar{p}}{\mathcal{M}^2} \left| \frac{d \ln \sigma(\mathcal{M})}{d \ln \mathcal{M}} \right| \sqrt{\frac{2}{\pi}} \nu \exp\left(\frac{-\nu^2}{2}\right) \quad \text{avec : } \nu = \frac{\delta_{\text{crit,fin}}}{\sigma(\mathcal{M})_{\text{fin}}} \quad (3.18)$$

L'accord est raisonnable avec les simulations numériques (Efstathiou et al. 1985), malgré la tendance du formalisme à prédire un excès de halos de faible masse ($M \leq M_*$), plus abondants que les résultats des simulations par un facteur 2 et trop peu de halos massifs, de la taille des riches amas de galaxies, deux problèmes que l'on retrouvera dans les simulations non-gaussiennes. Récemment, le modèle PS, qui suppose une collapse sphérique, a été étendu au cas ellipsoïdal par Sheth et al. (2001, par la suite SMT). Jenkins et al. (2001, par la suite J01) ont proposé une approximation analytique pour la fonction de masse des halos de leurs simulations de modèles CDM sur des volumes de Hubble en particulier. Leur approximation est valide sur plus de 4 ordres de grandeur en masse. D'autres approches pour améliorer la fonction de masse PS des halos sont par exemple l'étude analytique lagrangienne de Audit & Alimi (1996); Audit et al. (1997) ou plus récemment l'algorithme PINOCCHIO (Monaco et al. 2002), voir aussi Lee & Shandarin (1998) pour une extension du formalisme PS basée sur l'approximation de Zel'dovich.

La Fig. 3.2 compare la FM des halos de DM de la simulation *GIF* (non contrainte) du modèle Λ CDM (ligne continue) au formalisme PS (tirets), à l'extension faite par SMT (pointillés) et à l'approximation de J01 (courbe alternée). Les déficiences de la théorie PS sont claires. L'excellent accord du modèle analytique de collapse ellipsoïdale est à relativiser avec le fait que SMT utilisent ces simulations *GIF* pour contraindre les paramètres a et p de leur formalisme. Pour les halos de faible masse, la différence est nette entre le cas ellipsoïdal et le cas sphérique.

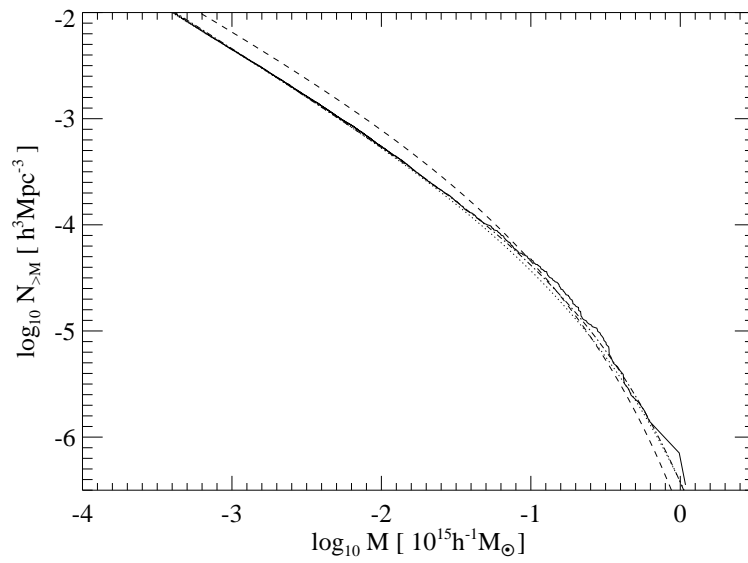


Fig. 3.2: Fonction de masse de la simulation *GIF* du modèle Λ CDM (trait continu), comparée aux prédictions PS, SMT et J01 (tirets, pointillés et courbe alternée respectivement).

4

Simulations numériques et modèles semi-analytiques de formation des galaxies

Résumé

Les principes des deux types d'algorithmes utilisés dans la thèse (P^3M et "arbres") pour résoudre le problème gravitationnel pur, à N corps de l'évolution de la matière noire sont présentés dans la première section. Les modèles semi-analytiques de formation des galaxies, dans le cadre d'un processus hiérarchique de développement de structures, sont abordés dans un deuxième temps. Suivant le schéma de White & Rees (1978), les galaxies se forment par refroidissement et condensation des baryons dans les halos de DM. Le traitement "analytique" de la collapse hiérarchique a été rendu possible par la théorie Press-Schechter étendue (EPS) et par le développement des simulations de DM seule sur des volumes cosmologiques. La combinaison des deux aspects matière noire/baryons permet de suivre à la fois la thermodynamique et la distribution spatiale des baryons à grande échelle, qui est dictée par la composante DM gravitationnellement dominante. Avec un modèle simple pour la formation stellaire, et l'évolution photométrique des populations d'étoiles, il est aussi possible de faire des prédictions pour la luminosité des objets, à bas comme à grand redshift. White & Frenk (1991); Cole (1991) anticipent ces techniques dites "semi-analytiques" (SA). Elles seront ici séparées dans les deux catégories actuellement concurrentes pour obtenir l'arbre de fusion des halos, qu'ils soient issus de la théorie EPS par une technique "Monte-Carlo", ou "lus" directement sur les simulations de DM. On décrit ces méthodes, en parallèle avec les avancées dans le domaine de la modélisation analytique, sous une perspective chronologique : les techniques Monte-Carlo et les approximations des principaux processus associés aux baryons sont rappelées à travers Kauffmann et al. (1993). Kauffmann et al. (1999a) sont à l'origine du code SA utilisé dans ce travail. Ils obtiennent l'arbre de fusion des halos à partir des simulations, et ajustent les lois d'évolution des baryons en confrontant avec les observations. On reprendra donc en dernière partie leur schéma, en discutant successivement les modèles de refroidisse-

ment du gaz, de formation stellaire et d'évolution photométrique, de recyclage du gaz par les supernovae, d'évolution morphologique et enfin des effets dus à la poussière. On précisera ensuite nos définitions de résolution de luminosité et de résolution morphologique, et on indiquera comment les modèles sont normalisés. Enfin, on rappellera comme conclusion les principaux résultats de Kauffmann et al. (1999a) sur les propriétés et la distribution spatiale des galaxies qu'ils simulent.

4.1 Introduction

Lorsqu'ils sont couplés, les deux types de codes (N-corps et semi-analytiques) permettent de suivre la formation et l'évolution des galaxies dans des volumes cosmologiques ($\sim 100h^{-1}$ Mpc et au-delà) suffisants pour obtenir des statistiques précises de la distribution des galaxies et des amas à grande échelle : il est facile par exemple de construire des catalogues artificiels de galaxies (Diaferio et al. 1999), pour les comparer directement aux observations en tenant compte des effets de sélection ou des géométries particulières, qui sont difficilement modélisables analytiquement.

La limitation en résolution est déterminée par (1) la masse minimale des particules de DM et (2) l'échelle où la contribution de la distribution des baryons à la force gravitationnelle n'est plus négligeable. Typiquement, il est difficile, avec les moyens de calcul actuels, de suivre des galaxies plus faibles que le Grand Nuage de Magellan, dans des volumes de simulation supérieurs à $\gtrsim 100 - 200 h^{-1}$ Mpc, en fonction de la cosmologie. Si les processus de formation des galaxies sont suffisamment bien représentés à ces échelles, on pourra utiliser les simulations pour invalider des modèles cosmologiques sur la base de la distribution locale des galaxies spirales et elliptiques massives, par exemple.

Une alternative au problème de résolution des simulations à N corps est d'utiliser le formalisme PS étendu ("Extended Press-Schechter" ou EPS). Il fournit une description probabiliste du processus de fusion hiérarchique, en reliant la DM identifiée dans les halos à z_0 à la DM identifiée dans les halos précurseurs à $z_1 > z_0$. Avec une liste de halos de DM de masses données à $z_0 = 0$ par exemple, il est alors possible d'obtenir une réalisation de la population de halos précurseurs à $z_1 > z_0$, e.g. avec un profil isotherme ou NFW de densité, qui évoluerait avec t par accréation de matière et fusion pour former la liste voulue à z_0 . De cette population, on obtient par la même méthode les précurseurs à $z_2 > z_1$, et l'opération est répétée de façon récursive jusqu'au redshift initial souhaité et jusqu'à une limite fixée de résolution en masse. Ces catalogues de halos sont bien sûr statistiquement en accord avec les prescriptions analytiques à chaque z comme la fonction de masse prévue par la théorie PS. En répétant l'opération un grand nombre de fois, pour la même liste de halos donnée à z_0 , on obtient finalement pour chaque halo une série d'histoires (ou "arbres") de fusion possibles. Cette méthode est qualifiée en conséquence de "Monte-Carlo". L'autre technique, qui consiste à lire les catalogues des halos directement sur les simulations, adopte aussi une prescription pour déterminer le(s) précurseur(s) d'un halo donné. La section 4.3 discute l'identification des précurseurs des halos plus en détail.

Les modèles SA sont appliqués sur ces arbres de fusion des halos. Ils nécessitent en outre des règles pour le suivi des galaxies, et l'identification de la galaxie centrale du halo. Elles sont aussi présentées en section 4.3. Si les processus physiques liés aux baryons et l'évolution

gravitationnelle de la DM peuvent être bien compris et représentés jusqu'aux limites de résolution, on verra que les règles d'héritage sont encore largement *ad hoc*, même si elles suivent la philosophie du processus hiérarchique.

Ce chapitre consacré aux techniques numériques ne mentionnera pas deux autres aspects importants de cosmologie numérique, qui constituent maintenant des domaines majeurs de recherche :

- la simulation du gaz par les méthodes SPH (voir par exemple les codes de Couchman et al. 1995; Davé et al. 1997; Springel et al. 2001b) qui permettent d'aborder des problèmes d'échelles plus petites (e.g. disques galactiques seuls, fusion de galaxies, réionisation, forêt Ly α , objets de la population III) où l'évolution gravitationnelle et thermodynamique du gaz doit être obtenue avec précision. L'accroissement des capacités de calcul a récemment permis d'inclure du gaz dans des simulations de formation des galaxies sur des volumes cosmologiques (Weinberg et al. 2000; Pearce et al. 2001).
- les méthodes "hybrides" lagrangiennes et eulériennes : elles utilisent par exemple l'approche lagrangienne pour suivre l'évolution de la DM, et une grille (éventuellement adaptive) pour échantillonner et calculer les propriétés hydrodynamiques du gaz, et/ou le flux de radiation. L'étude de la réionisation, de l'influence du flux UV des premiers objets de la population III formés à grand z ($\sim 20 - 30$) sur le refroidissement et la collapse ultérieure du gaz dans les halos de DM a stimulé le développement de ces codes (Nagamine et al. 2000; Machacek et al. 2001, par exemple). Dans un autre domaine, Miniati (2001) utilise ces procédés hybrides en cosmologie pour l'étude de l'origine des rayons cosmiques au niveau des chocs supersoniques que subit le gaz primordial lorsqu'il s'écoule vers les amas massifs de galaxies.

4.2 Algorithmes d'évolution de la matière noire

4.2.1 Représentation par N corps

Par essence, les simulations numériques à N corps résolvent l'équation de Boltzmann sans termes collisionnels : l'équation aux dérivées partielles qui traduit les variations de la fonction de densité de DM $f_{\text{CDM}}(\vec{r}, \vec{v})$ dans l'espace des phases. On peut considérer les N particules comme autant de traceurs du champ de densité, qui évoluent à partir d'une distribution homogène : les simulations numériques à N corps peuvent alors être vues comme une méthode "Monte-Carlo" de résolution de l'équation de Boltzmann. Deux conditions, en fait très liées, s'imposent pour une représentation fidèle du système physique :

- le potentiel gravitationnel créé et subi par les N particules doit être suffisamment proche du potentiel théorique continu, pour obtenir des trajectoires précises : échantillonnage minimal du potentiel
- la représentabilité par l'équation de Boltzmann d'un système, réel ou simulé, de N particules non collisionnelles et qui n'interagissent que par gravité requiert : $t_{\text{relax}} \gg t_{\text{dyn}}$ où t_{relax} est le temps de relaxation du système de particules. C'est la durée sur laquelle le système perd la "mémoire" des conditions initiales. Suivant Binney & Tremaine (1987), on a, si r est le rayon contenant la moitié des particules, et v leur vitesse caractéristique, par exemple la dispersion des vitesses :

$$t_{\text{relax}} \approx \frac{N}{8 \ln N} \frac{r}{v} \quad (4.1)$$

Si cette condition est largement remplie pour une galaxie typique (L_*), ce n'est pas nécessairement le cas des simulations : il faut la vérifier si on espère simuler fidèlement des orbites d'étoiles, par exemple. Notons que la durée typique d'évaporation du système est donnée par $t_{\text{evap}} \simeq 136 \times t_{\text{relax}}$ (Binney & Tremaine 1987).

Un nombre suffisamment élevé de particules est requis par les deux conditions. De plus, pour remédier au problème de l'évaporation du système par "échauffement à deux corps", il est courant de modifier la loi de gravité aux petites distances en remplaçant le potentiel newtonien singulier par un potentiel plus *lisse* (en anglais : "softened"), qui réduit sensiblement la force d'attraction exercée par une particule aux faibles séparations, par rapport au cas newtonien. L'accélération impartie aux voisins proches est largement réduite. Dans la suite, on emploiera l'expression "longueur de lissage gravitationnel" pour traduire l'expression "softening length", qui désigne cette distance sur laquelle le potentiel gravitationnel diffère de façon notable du potentiel newtonien (voir les figures 11 et 12 de Springel et al. 2001b).

4.2.2 Méthodes P³M

La méthode de type P³M pour le traitement de la force gravitationnelle newtonienne est décrite dans Hockney & Eastwood (1988). Elle combine :

1. une résolution PM de l'équation de Poisson dans l'espace de Fourier, sur une grille de taille M^3 (M est le nombre de cellules par côté). Elle s'effectue en prenant une approximation adéquate du Laplacien comme fonction de Green, puis en dérivant la force à partir du potentiel. Le champ de force obtenu est échantillonné sur la grille. La résolution en force est de l'ordre de deux cellules. Le coût du calcul est d'ordre $\mathcal{O}(M \log M)$.
2. une sommation directe PP de coût de calcul $\mathcal{O}(N^2)$ sur les particules voisines de la particule à déplacer, en utilisant le potentiel gravitationnel "lissé". Cette sommation est limitée à la distance où la méthode PM précédente donne une précision raisonnable. Le procédé P³M peut être amélioré en incluant la possibilité d'une *grille adaptative* (APM), où les forces à courte distance (PP) dans les régions de haute densité sont calculées de façon moins coûteuse en utilisant localement une grille plus fine (processus PM), et la méthode PP est alors appliquée sur un nombre plus restreint de particules voisines.

Les conditions aux limites du volume de simulation sont périodiques. Le choix de l'échelle où s'effectue la jonction entre les deux régimes PM et PP est technique (Couchman et al. 1995). L'utilisation de FFTs limite bien sûr la forme du volume simulé à un cube ou un parallélépipède, qui représentent un motif de la période. La technique P³M est rapide tant que le champ de densité reste linéaire ou quasi-linéaire : la partie PP est négligeable. Lorsque les structures non-linéaires se développent, la partie PP est le facteur qui limite l'efficacité (typiquement à $z \lesssim 1.5$ pour un modèle Λ CDM).

HYDRA¹ (Couchman et al. 1995) est un exemple de code avec un algorithme AP³M (adaptatif P³M), qui comprend aussi une partie SPH. Il sera utilisé dans le cadre des simulations non-gaussiennes, sans SPH.

¹<http://coho.mcmaster.ca/hydra/pub/hydra/hydra.html>

4.2.3 Méthodes “arborescentes”

La plupart des méthodes arborescentes sont basées sur des algorithmes hiérarchiques tels ceux de Barnes & Hut (1986, par la suite BH) ou Jernigan & Porter (1989). L'idée est de remédier au problème du coût en $\mathcal{O}(N^2)$ de la méthode PP en utilisant un arbre qui décrit la distribution de matière. Dans l'algorithme de BH, les groupes de particules sont divisés récursivement et placés aux noeuds de l'arbre, dont les ramifications s'étendent jusqu'à ne contenir plus qu'un nombre limité et prédéfini de particules par noeud.

Outre les positions des particules qu'il contient, chaque noeud porte les caractéristiques nécessaires au *calcul approché* de la gravité exercée par ses propres particules. Ce sont habituellement les moments de la répartition de masse, souvent limités au quadrupole. Une fois l'arbre construit, la force gravitationnelle sur une particule i de la simulation s'obtient en parcourant l'arbre, à partir du noeud original. Les branches à parcourir sont sélectionnées suivant un critère de précision qui est fonction, par exemple, de l'angle sous lequel la “taille du noeud”, e.g. son plus grand côté, est vu depuis la particule i .

La durée de construction de l'arbre est généralement négligeable devant la durée de parcours des branches pour l'addition des forces gravitationnelles. Le coût est d'ordre $\mathcal{O}(N \log N)$ pour une évaluation complète des forces gravitationnelles, indépendamment de l'avancement du développement des structures non-linéaires. Les algorithmes arborescents sont donc plus intéressants que les méthodes FFT à bas redshift. Par contre, à grand z , lorsque la répartition des particules est quasi uniforme, les méthodes FFT sont plus efficaces.

Les simulations contraintes ont été effectuées avec un algorithme arborescent : GADGET² (Springel et al. 2001b), sous des conditions aux limites libres, et une région initiale lagrangienne approximativement sphérique (voir le paragraphe 1.2.1 de la deuxième partie).

Dans la simulation non-gaussienne la plus exigeante, on utilisera successivement les deux codes : HYDRA à grand z puis GADGET lorsque les structures non-linéaires sont suffisamment développées.

4.2.4 Conditions initiales

Deux types de conditions initiales, avant déplacement selon l'approximation de Zel'dovich, sont couramment utilisées dans les simulations, au lieu d'une distribution aléatoire où le bruit blanc associé au processus de Poisson dominerait la croissance des fluctuations aux petites échelles qui sont de l'ordre de la séparation moyenne des particules. Elles sont décrites dans White (1996) :

- distribution régulière : les particules sont placées sur une grille. Ceci introduit toutefois une longueur particulière, la taille des cellules de la grille, qui se répercute dans la puissance à petite échelle, et le choix des axes de la grille introduit trois directions privilégiées, à toutes les échelles. Enfin, les régions sous-denses voire vides gardent la mémoire de ces conditions initiales : la distribution des particules est peu modifiée par les faibles vitesses propres aux minima du champ de densité, et elle y reste sous forme de grille. Ceci fausse dans une certaine mesure les statistiques qui étudient spécifiquement les vides.
- distribution “vitreuse” : elle résout les problèmes de la solution précédente : on utilise une distribution aléatoire qui est évoluée par gravité sur une grande durée, quelques

²<http://www.mpa-garching.mpg.de/gadget/>

dizaines de t_0 , en inversant le signe de la force gravitationnelle : elle est répulsive et les particules se stabilisent en une distribution d'apparence vitreuse, qui est homogène et isotrope au-delà de quelques multiples de la séparation moyenne entre particules.

Toutes les simulations présentées ici utilisent des distributions “vitreuses”, ou plusieurs répliques périodiques de celles-ci, comme conditions initiales.

4.3 Algorithmes semi-analytiques

Les points précédents concernent la dynamique non-linéaire et les simulations de DM qui, par hypothèse, n'interagit que par gravité. Excepté la restriction en 3.3, qui supposait la présence de structures à toutes les échelles dans le champ de densité (pour avoir un processus hiérarchique “bas-haut” de formation de objets virialisés), aucune hypothèse n'a été faite dans les chapitres précédents sur la forme du spectre de puissance. On suppose maintenant que le processus de formation est *hiérarchique*. Après la recombinaison à $z_{\text{rec}} \sim 1100$, la distribution des baryons δ_{baryon} devient rapidement similaire à celle de la CDM : $\delta_{\text{baryon}} \rightarrow \delta_{\text{CDM}}$. Ceci s'applique dans le cas initialement isocourbure comme dans le cas adiabatique : le découplage avec les photons permet aux baryons de tomber dans les puits gravitationnels de la matière noire.

Les processus physiques qui agissent sur l'évolution thermodynamique des baryons sont repris à travers la perspective des travaux pionniers de White & Rees (1978), puis celle plus complète de White & Frenk (1991) qui inclut aussi l'évolution chimique et le recyclage du gaz par les supernovae (SNe) et qui est plus précise sur les processus de White & Rees (1978). Ensuite, on décrit la construction des halos de fusion par la méthode Monte-Carlo, qui est l'alternative à la technique à N corps utilisée dans la thèse. Dans ce cadre “Monte-Carlo”, on présente le modèle SA de Kauffmann et al. (1993, dans la suite K93b) et leurs principaux résultats sous une cosmologie gaussienne EdS SCDM, au niveau de la relation de Tully–Fisher en bande B , de la fonction de luminosité en bande B , et des propriétés des galaxies centrales des halos de DM de masse similaire à celle du halo de la Voie Lactée.

Enfin, le schéma (“combiné”) de Kauffmann et al. (1999a, par la suite K99), pour la formation des galaxies dans des cosmogonies gaussiennes Λ CDM et τ CDM, est expliqué plus en détail, au niveau de l'identification des galaxies dans l'arbre de fusion des halos comme au niveau de l'évolution des baryons puis de la normalisation sur les observations locales. Il sert de base à notre description semi-analytique.

4.3.1 Premiers développements analytiques

On rappelle ici les principaux aspects du modèle de White & Rees (1978, ci-après WR), qui constitue le point de départ de la vision actuelle “standard” de la formation des galaxies, et la référence pour les simulations semi-analytiques.

Schématiquement, WR ont combiné le processus d'aggrégation hiérarchique des halos de DM dans le cadre d'un spectre de puissance CDM, la déduction des observations que la matière noire est largement présente autour des galaxies isolées, et dans les amas, avec le fait que la masse stellaire caractéristique des galaxies peut être déduite des mécanismes de refroidissement qui opèrent dans les nuages de gaz originaux. La formation des galaxies procède par collapse du gaz qui se refroidit et se contracte dans les puits de potentiel des halos

de matière noire en supposant qu'il conserve son moment angulaire. La fragmentation du gaz lors de sa condensation conduit à des régions suffisamment denses qui deviennent des sites de formation stellaire et finalement des régions lumineuses et de haute densité baryonique ("galaxies") autour du minimum du potentiel gravitationnel du halo.

Sur un intervalle Δt suffisamment court, la modélisation du processus hiérarchique de formation des structures par l'évolution gravitationnelle de la matière noire comprend simultanément (1) l'accrétion sur un halo \mathcal{H}_1 de CDM de la matière noire environnante non virialisée et (2) la fusion éventuelle du halo \mathcal{H}_1 avec d'autres halos \mathcal{H}_i pour former \mathcal{H}_0 . Notons que la probabilité d'une fusion entre 3 halos et davantage sur Δt est négligeable devant la probabilité d'une fusion entre deux halos. Dans le cas d'une fusion entre halos de tailles similaires, le processus de relaxation peut effacer les sous-structures. Par contre, le centre lumineux et compact ("galaxie centrale") du halo \mathcal{H}_1 *subsiste* en général dans le halo \mathcal{H}_0 et survit au cours des étapes ultérieures de la hiérarchie de CDM. Dans la réalité, cette "galaxie centrale" peut être affectée par la fusion avec des satellites du même halo mais aussi par la simple proximité d'autres galaxies, qui induisent des forces gravitationnelles de marée et peuvent par exemple conduire au développement de bras ou "ponts" stellaires, à une accélération de la formation stellaire sur la galaxie centrale. On note par avance que si le processus de fusion est effectivement modélisé dans tous les schémas SA discutés ici, l'influence de l'environnement est plus difficile à quantifier et ne sera pas abordée.

La friction dynamique dégrade l'orbite des galaxies satellites, et les conduit à fusionner avec la galaxies centrale. Néanmoins, la durée caractéristique d'interaction entre les galaxies peut être très supérieure à la durée caractéristique d'évolution de la masse du halo de DM. Avec cette remarque, et si l'essentiel du gain de masse de DM, au-delà d'une certaine limite, se fait par fusion, on aboutit à un scénario où le nombre de galaxies dans un halo croît avec sa masse, mais où la masse des galaxies les plus lumineuses du halo n'évolue que plus lentement. L'existence de galaxies géantes de taille raisonnable entourées de satellites (halos individuels comme celui de la Voie Lactée, groupes, amas comme Coma) est une conséquence naturelle du scénario de WR et du processus hiérarchique. Des travaux ultérieurs (par exemple Fall & Efstathiou 1980) ont montré que cette idée de collapse des baryons pouvait expliquer la distribution du moment angulaire du gaz dans les galaxies spirales et des étoiles dans les galaxies elliptiques. De là, il est possible de donner des estimations analytiques sur la taille et la morphologie des galaxies créées dans le modèle.

Comme prédiction vérifiable de leur schéma, WR proposent une estimation analytique de la fonction de luminosité (FL) $\phi(L)$ des galaxies à $z = 0$: la luminosité maximale qu'ils prévoient est en accord avec les observations, mais la pente théorique α aux faibles luminosités est trop raide (-1.75) par rapport aux observations alors disponibles : $\alpha \sim -1.25$ selon Schechter (1976) avec :

$$\phi(L) dL = \phi^* (L/L^*)^\alpha \exp(-L/L^*) d(L/L^*) \quad (4.2)$$

L'approche PS "simple" permet d'obtenir la fonction de masse des halos à un redshift z donné. Elle ne permet pas de déduire le taux de fusion des halos en fonction de leur masse et du redshift, ni la répartition en masse de leurs progéniteurs.

Bower (1991), Bond et al. (1991, ci-après BO91) (voir aussi Lacey & Cole 1993) ont étendu le formalisme PS pour décrire de manière statistique la fusion des halos. Le résultat essentiel

pour le traitement analytique du processus hiérarchique est la probabilité $p(V_{c,1}, z_1 | V_{c,0}, z_0)$ qu'une particule appartenant à un halo de vitesse circulaire $V_{c,0}$ au redshift $z_0 < z_1$ ait appartenu à un halo de vitesse circulaire $V_{c,1}$ à z_1 .

En adaptant ce résultat au schéma de WR, White & Frenk (1991, ci-après WF), sous un environnement EdS SCDM, qui était la cosmologie standard à cette époque, peuvent distribuer analytiquement (1) la masse stellaire formée durant une série d'intervalles consécutifs de redshifts $[z_i + \delta z_i, z_i]$, avec $\forall i z_i \geq z_0$ et (2) les métaux qui y sont produits par les SNe sur une population de halos identifiée au redshift final z_0 : voir les équations (11)-(12) et (27)-(28) de WF. En bref, WF reconstruisent par pas de temps successifs l'histoire du taux de formation stellaire (TFS) de leurs halos sélectionnés à z_0 .

Notons pour être complets que Cole (1991) intègre également le taux de refroidissement du gaz avec t pour aboutir à $z = 0$ à une fonction de masse du gaz froid. Il associe le formalisme PS "simple" à l'algorithme des blocs cubiques, obtenu par Cole & Kaiser (1988), qui simule la fusion hiérarchique.

Dans WF, le TFS \dot{M}_* est obtenu analytiquement à partir du flux de gaz froid \dot{M}_{froid} et de la vitesse circulaire du halo V_c , moyennant une efficacité $\epsilon(V_c)$. Avec le choix d'une fonction de masse stellaire initiale (FMI) universelle, un modèle de population d'étoiles leur permet alors de convertir \dot{M}_* en $L(t)$. Les supernovae prédites par la FM conduisent au réchauffement du gaz refroidi, qui rejoint le gaz chaud du halo et l'enrichit en métaux de façon cohérente. Par contre, WF négligent la fusion "galaxies-galaxies" et la distinction entre les composants stellaires "disques" et "bulbes".

WF prédisent le TFS dans les halos en fonction de leur masse et du redshift, et calculent deux FL extrêmes correspondant aux cas d'une galaxie par halo et de "zéro fusion" (toutes les galaxies persistent jusqu'au redshift final). Aux faibles luminosités, ces deux FL sont en excès par rapport à la FL du survey *CfA*, suggérant comme WR que les processus de formation stellaire sont ralentis dans les halos de faible masse, par exemple par rétroaction des supernovae sur le gaz froid, ou par sa photoionisation. De plus, avec les petites valeurs de Ω_b prédites par les calculs de nucléosynthèse, ils trouvent des densités de luminosité caractéristiques de galaxies L_* trop faibles, pour le biais alors standard du modèle SCDM ($b \sim 2.5$ à $8 h^{-1}$ Mpc). WF expliquent ces difficultés par les hypothèses de leurs dérivations analytiques, par le nombre de paramètres libres de leurs modèles, mais suggèrent aussi une solution avec $\Omega < 1$ et une constante cosmologique. Outre le processus de fusion "galaxie-galaxie" à l'intérieur d'un même halo, qui sera relié aux modes de formation distincts du bulbe et du disque galactique, les principaux éléments de la compréhension actuelle du processus de formation des galaxies jusqu'à des résolutions en luminosité caractéristiques du Grand Nuage de Magellan sont en place.

Notons que parallèlement à WF et à Cole (1991), Lacey & Silk (1991); Lacey et al. (1993) utilisent les propriétés statistiques des "pics" du champ de densité initial pour obtenir leurs modèles de formation et de fusion des halos. Ils supposent la formation stellaire dans un halo déclenchée par son environnement (en particulier par les forces gravitationnelles de marée, dues à la proximité avec d'autres galaxies).

Depuis le schéma de WF, le nombre de paramètres libres des modèles analytiques de formation des galaxies a largement augmenté. Ces paramètres sont indispensables pour modéliser des procédés physiques d'efficacité incertaine comme la formation stellaire ou pour

par exemple quantifier la fraction du gaz réchauffé par les SNe qui rejoint le réservoir de gaz chaud du halo de DM par rapport à celle qui échappe au potentiel gravitationnel du halo.

L'implémentation numérique (d'où la dénomination "semi-analytique") du schéma ci-dessus permet :

1. d'explorer rapidement l'espace des paramètres
2. d'obtenir un nombre suffisant, à $z=0$ de halos de DM de même masse, avec des histoires de fusion différentes, pour pouvoir estimer la dispersion de leurs propriétés.

4.3.2 La technique Monte-Carlo

Dans ce paragraphe, après avoir détaillé la méthode de construction de l'arbre de fusion adoptée par Kauffmann & White (1993, par la suite K93a) et rappelé les points principaux du modèle analytique greffé par K93b, on discute brièvement les résultats obtenus, notamment les propriétés des galaxies centrales des halos avec $V_{200} \sim 220 \text{ km s}^{-1}$, et la relation de Tully–Fisher : ces résultats ont été utilisés par K99 et dans ce travail pour normaliser les modèles.

4.3.2.1 Construction de l'arbre

K93a proposent une technique Monte-Carlo de construction d'arbres de fusion des halos de DM suivant les prescriptions probabilistes de la théorie EPS de BO91. Ils considèrent un ensemble \mathcal{H} de N_{hal} halos, labellés par i , à z_{final} , dont ils souhaitent générer une histoire particulière de fusion. Cet ensemble \mathcal{H} peut bien sûr être (1) une série de halos de même masse, si on souhaite par exemple tester les arbres de fusion possibles pour les halos de DM de taille de celui de la Voie Lactée ou (2) de masses différentes si on veut pour simuler une population moyenne de halos de l'univers, e.g. en accord avec la distribution issue de la fonction de masse PS.

- dans le cas (2), chaque halo i de l'ensemble est lui-même répliqué en un grand nombre $N_{\text{ens}} \sim 100$ de halos (i, j) de même masse : ces halos forment alors un ensemble \mathcal{G}_i . Pour la population \mathcal{G}_i , K93a remplissent une grille bidimensionnelle masse-redshift, en remontant jusqu'au temps initial désiré z_{init} , (1) en satisfaisant la probabilité conditionnelle EPS sur la population et (2) en forçant la conservation de la masse du halo (i, j) , à chaque étape (en faisant la somme des contributions des progéniteurs de ce halo, identifiés au redshift plus élevé, précédent). Ceci produit N_{ens} arbres de formation particuliers, qui sont en accord *global* ou dans leur moyenne avec la théorie EPS. Pour obtenir une histoire de fusion du halo i , il suffit alors de sélectionner un des N_{ens} arbres de formation. Pour obtenir un catalogue de halos progéniteurs des halos de \mathcal{H} , il faut répéter le procédé pour chacun des N_{hal} halos.
- dans le cas (1), comme les N_{hal} halos ont la même masse, il est évident que l'ensemble de base \mathcal{H} peut s'identifier à l'ensemble \mathcal{G}_i généré pour obtenir l'accord statistique avec la théorie EPS.

K93a limitent leur grille de halos à $V_{200} \geq 30 \text{ km s}^{-1}$, pour des raisons de traçabilité, mais ils tiennent compte de la contribution en masse des progéniteurs de taille inférieure : pour être en accord avec la théorie EPS, la contribution de ces progéniteurs de faible masse est supposée simplement accrétée.

Dans leur schéma SA, lorsqu'un halo de DM n'a pas de précurseur dans l'arbre de fusion, K93b supposent qu'une nouvelle galaxie s'y forme, et devient la "galaxie centrale" de ce halo. Lorsque deux halos \mathcal{H}_1 et \mathcal{H}_2 fusionnent en \mathcal{H}_0 , la galaxie centrale de \mathcal{H}_0 hérite des propriétés de la galaxie centrale du halo précurseur le plus massif, qui est alors enlevée de la liste des galaxies présentes à z_0 . Les autres galaxies, y compris la galaxie centrale du halo précurseur le moins massif, deviennent des "galaxies satellites" dans le nouveau halo. Notons que la nouvelle "galaxie centrale" est toujours supposée associée au minimum du potentiel gravitationnel du halo. Ces prescriptions permettent d'intégrer les modèles d'évolution du gaz de WR et WF dans le cadre du processus hiérarchique de fusion des halos de DM.

On a vu qu'une autre approche, la méthode des blocs cubiques pour la construction des arbres de fusion, a été proposée par Cole & Kaiser (1988); Cole (1991). Elle ne repose toutefois pas explicitement sur le formalisme EPS.

Enfin, une discussion des problèmes de la méthode de K93a, et une technique indépendante du choix d'une grille de masse pour générer la structure arborescente d'aggrégation hiérarchique sont données par Somerville & Kolatt (1999).

En se basant sur leurs algorithmes de construction d'arbres, ces trois groupes de recherche, respectivement dénotés "Munich", "Durham" et "Santa Cruz", suivant les qualificatifs de Somerville & Primack 1999, mais cette liste n'est pas exhaustive, ont alors développé leurs propres codes semi-analytiques en greffant les processus discutés par WR et WF sur l'évolution de la DM, et en améliorant peu à peu la modélisation. Il serait inutile de reprendre ici cette évolution pour les trois groupes, on ne considère dans la suite que la voie suivie par le groupe de "Munich" (Kauffmann et collaborateurs). A la fin du paragraphe 4.3.3, on confrontera rapidement la philosophie de normalisation adoptée par les trois groupes; une comparaison de l'avancement dans la modélisation des phénomènes physiques sera aussi donnée dans le dernier chapitre de la seconde partie.

4.3.2.2 Inclusion des processus gazeux

Les modèles physiques décrits ici seront repris en grande majorité dans la discussion de l'algorithme de K99 au paragraphe suivant. Ils sont rappelés dans une but comparatif, pour mettre en évidence les améliorations de la modélisation. K93b suivent WF pour le traitement du :

- refroidissement (par recombinaison radiative, excitation des niveaux discrets et *Bremsstrahlung* thermique) et collapse du gaz du halo en un disque au centre de celui-ci. Ceci s'effectue par hypothèse avec conservation du moment angulaire, et est limité à grand redshift par le temps de chute libre dynamique dans le halo de DM. Le refroidissement du gaz se fait *exclusivement* sur la galaxie centrale, où il forme un disque gazeux. Notons qu'aux redshifts d'intérêt pour la formation des galaxies testée ici ($z \lesssim 10$), le refroidissement du gaz par effet Compton sur les photons du CMB est négligeable.
- formation stellaire : elle se fait à partir du gaz froid sur le disque exclusivement, à la fois pour les galaxies centrales, réapprovisionnées par le refroidissement du gaz du halo, et des galaxies satellite jusqu'à l'épuisement de leur gaz froid, et prend la forme :

$$\dot{M}_* = \alpha \frac{M_{\text{gaz}}}{t_{\text{dyn}}} \quad (4.3)$$

où α est un paramètre libre que l'on retrouvera dans le modèle actuel, M_{gaz} est la masse du gaz froid, et t_{dyn} un temps dynamique estimé pour le disque de la galaxie.

- l'évolution photométrique : après le choix d'une fonction de masse initiale et d'un modèle d'évolution stellaire
- rétroaction des supernovae sur le gaz refroidi : une fraction ϵ , paramètre libre que l'on retrouvera dans notre algorithme, de l'énergie cinétique des couches éjectées lors du colapse est utilisée pour réchauffer le gaz. Avec des arguments énergétiques, K99 écrivent le flux du gaz réchauffé selon :

$$\dot{M}_{\text{recyclé}} \propto \epsilon \frac{\dot{M}_*}{V_c^2} \quad (4.4)$$

où V_c est la vitesse circulaire du halo.

Par rapport à WF, K93b proposent un schéma pour la fusion des galaxies satellites avec les galaxies centrales du même halo. La fusion est provoquée par la friction dynamique : l'orbite des galaxies satellites est dégradée par frottement contre la DM diffuse du halo. La perte d'énergie consécutive amène la galaxie satellite vers le minimum du potentiel et provoque la fusion avec la galaxie centrale. Par contre, K93b négligent les fusions ou collisions entre galaxies satellites d'un même halo.

Différentes explications ont été proposées pour expliquer la répartition des galaxies sur la séquence de Hubble, et la formation des sphéroïdes; deux hypothèses évoquées pour la formation des galaxies elliptiques sont d'une part le colapse dissipatif à grand z (Gott 1977) et d'autre part l'influence de l'environnement et le rôle des fusions (White 1979a).

Les simulations numériques de fusion des galaxies contemporaines de K93b (Barnes 1988; Tóth & Ostriker 1992, par exemple) indiquaient déjà que :

- les vestiges de la fusion de deux disques galactiques de masses similaires ont une structure typique de galaxie elliptique.
- l'accrétion d'un satellite sur un disque galactique de masse sensiblement supérieure provoque un réchauffement et un épaissement du disque, sans le détruire.

De plus, les observations à grand redshift montraient que les interactions et les collisions jouent un rôle majeur dans l'évolution d'une galaxie sur la classification de Hubble.

K93b considèrent donc qu'une fusion entre deux galaxies de masses similaires (fusion majeure) modifie la morphologie de la galaxie centrale et regroupe toute la masse stellaire dans une composante sphéroïdale, alors que la composante gazeuse est ajoutée au disque. K93b ne considèrent pas la possibilité d'un mode explosif ("starburst") de formation stellaire lors de la fusion des galaxies, qui consommerait une grande fraction du gaz du disque.

L'accrétion d'un satellite de masse sensiblement inférieure (fusion mineure) n'affecte pas la morphologie, et l'addition du gaz et des étoiles s'effectue sur le disque de la galaxie centrale. Le rapport des masses *totales* $r = M_{\text{sat}}/M_{\text{central}}$ est comparé à un paramètre libre f_{ellip} : $r > f_{\text{ellip}} \Rightarrow$ fusion majeure et $r < f_{\text{ellip}} \Rightarrow$ fusion mineure.

En résumé, avec des paramètres cosmologiques connus (SCDM avec une densité de baryons fixée), les paramètres libres de K93b sont α , ϵ , et f_{ellip} . Les deux premiers sont fixés de façon à reproduire la luminosité en bande B et le contenu en gaz froid des galaxies centrales des

halos semblables à celui de la Voie Lactée. f_{ellip} est accordé pour obtenir la fraction observée de spirales pour les galaxies centrales des halos de masse M_* , en considérant un grand nombre d’histoires de fusion différentes, et en utilisant le rapport de luminosité disque/bulbe pour la classification morphologique.

4.3.2.3 Principaux résultats de Kauffmann et al. (1993)

K93b considèrent principalement une cosmologie SCDM “standard” (univers EdS), ils explorent aussi brièvement la possibilité d’un modèle ouvert comme possible alternative.

Leur modèle semi-analytique est d’abord appliqué à des halos de masse comparable à la masse du halo de la Voie Lactée : $V_{200} \sim 220 \text{ km s}^{-1}$, pour contraindre les paramètres α et ϵ au niveau de la formation stellaire et du recyclage du gaz froid par l’énergie des éjecta de supernovae. Cette normalisation assure des propriétés adéquates pour la galaxie centrale du halo. Au niveau des galaxies satellites, cependant, K93b notent un excès du nombre de galaxies naines, par près d’un ordre de grandeur par rapport aux observations. Cet excès est peu sensible au calcul du temps de friction dynamique qui permet de prédire l’instant de fusion avec la galaxies centrale. Par contre, leur suppression du refroidissement du gaz, à $1.5 < z < 5$, dans les halos avec $V_{200} < 150 \text{ km s}^{-1}$, et qui mime les effets d’un champ de radiation photoionisant, réduit substantiellement l’excès de galaxies satellites naines.

La répartition en couleur des satellites à $t = t_0$ est similaire à la distribution observée, et confirme le processus d’aggrégation hiérarchique : les objets rouges, peu lumineux, et de faible masse ont été incorporés en moyenne les premiers dans le halo, et ont épuisé leur gaz, alors que les objets plus lumineux et plus massifs, typiquement de la taille des Nuages de Magellan, ont été accrétés en dernier, n’ont pas encore épuisé leurs réservoirs de gaz froid, et sont bleus en raison de la formation stellaire s’y poursuit à l’époque actuelle.

Les mêmes paramètres libres du modèle semi-analytique qui ont été fixés en comparant les propriétés observées et simulées des halos de type “Voie Lactée” permettent aussi à K93b d’obtenir une fonction de luminosité des amas en bande B, qui est en bon accord avec les observations comme pour l’amas de Virgo. Une différence toutefois est la présence de GPL (Galaxies les Plus Lumineuses des amas) trop lumineuses par 2 à 3 magnitudes. Pour résoudre le problème, K93b choisissent $\alpha = 0$ pour les galaxies centrales dans les halos avec $V_{200} > 500 \text{ km s}^{-1}$: ceci revient à assumer que le gaz qui se refroidit dans les halos massifs ne forme pas d’étoiles.

Au niveau des propriétés globales, K93b construisent la relation de Tully–Fisher (TF) pour les galaxies centrales de leurs halos. La pente et la normalisation de leur relation de TF reproduit les observations : par construction, le choix des paramètres est tel qu’un halo avec $V_{200} \sim 220 \text{ km s}^{-1}$ a la luminosité de la Voie Lactée. Par contre, avec cette normalisation, la densité de luminosité totale, obtenue en bande B, est excessive par rapport aux observations : K93b attribuent ce problème aux nombreux halos de faible masse présents dans le modèle standard CDM. La fonction de luminosité (FL) de K93b pour les galaxies “du champ” (ce qualificatif sera utilisé ci-dessous avec une signification différente) est en accord avec les observations, aux luminosités proches de $L_* = 4.7 \times 10^{10} L_{\odot}$. Aux luminosités plus faibles, l’excès de galaxies naines se traduit par une pente beaucoup plus raide de la FL, même en supprimant le refroidissement du gaz à grand redshift, dans les halos peu massifs. L’effet est récurrent de WR et WF.

K93b notent toutefois que pour une cosmologie “ouverte” avec $\Omega = 0.2$, où le nombre de halos de faible masse est plus réduit, ces problèmes diminuent.

4.3.3 La combinaison N corps et semi-analytique

4.3.3.1 Introduction

On a vu que l’inconvénient des arbres de fusion des halos construits avec les méthodes Monte-Carlo est l’absence d’information sur la distribution spatiale des halos, et sur la dynamique des galaxies dans les halos. Une solution évidente est d’utiliser les simulations numériques de DM pour construire les arbres, à l’aide des catalogues de halos identifiés aux redshifts où l’on dispose de la position des particules de DM. Les catalogues de halos consécutifs sont reliés entre eux grâce à une prescription qui permet de déterminer quels sont, à $z_1 > z_0$, les halos $\mathcal{H}_{i,1}$ qui sont précurseurs d’un halo \mathcal{H}_0 .

A partir du traitement entièrement Monte-Carlo (MC) initié par K93b, Kauffmann et al. (1997, par la suite K97) marquent une étape intermédiaire dans le développement de modèles semi-analytiques directement appliqués aux simulations à N corps. Pour leur étude de la distribution des galaxies à grande échelle, en considérant le biais, la fonction de corrélation, la fonction de probabilité de la densité, et celle des vides, ils construisent d’abord un catalogue de galaxies par la technique semi-analytique de K93b. Il est obtenu à partir de plusieurs réalisations Monte-Carlo d’arbres de fusion, et pour une grille de masses de halos. K97 obtiennent ainsi à $z = 0$ une série de galaxies peuplant le halo, avec leurs propriétés, pour chaque réalisation d’un halo de masse donnée. Puis, parmi la distribution de masse de la simulation à N corps, ils sélectionnent les halos de DM. Ils peuplent ensuite ces halos avec une série de galaxies (par exemple N_{gal} galaxies) obtenue dans une réalisation MC d’un halo de masse relativement proche. Les N_{gal} galaxies sont placées sur des particules de DM aléatoirement choisies parmi le halo de la simulation. Cette procédure permet d’approximer les statistiques spatiales de la distribution des galaxies.

L’étape ci-dessus est à mi-chemin entre Kau93b et le modèle semi-analytique entièrement à N corps de K99. Reprenant la structure du paragraphe précédent, la construction de l’arbre de fusion à partir des simulations puis le traitement analytique des baryons selon K99 sont décrits dans ce qui suit.

Dans le deuxième chapitre de la seconde partie de thèse, on précisera les modifications mineures qui ont été implémentées par rapport à K99, et qui ont abouti à l’algorithme semi-analytique standard utilisé dans les simulations gaussiennes et que l’on prévoit d’employer à l’avenir sur le modèle non-gaussien. Dans le dernier chapitre, on discutera l’amélioration du modèle analytique pour inclure des traitements plus détaillés des aspects qui constituent des domaines actuels de développement des algorithmes. Ce sont, en suivant respectivement les travaux de Somerville & Primack (1999); Cole et al. (2000); Somerville et al. (2001) :

- le calcul plus précis du refroidissement du gaz, grâce à la modélisation “dynamique” de la variation du rayon du front de refroidissement, tenant compte de l’histoire de fusion du halo
- la modélisation de l’évolution chimique, qui est intégrée de façon consistante dans le traitement du refroidissement du gaz et de la métallicité des étoiles nouvellement formées

- la description plus détaillée du mode explosif “starburst” de formation stellaire associé aux fusions, majeures ou mineures, des satellites avec la galaxie centrale

4.3.3.2 Des simulations aux arbres de fusion

K99 utilisent des simulations numériques de modèles Λ CDM et τ CDM dont ils construisent l’arbre de fusion des halos identifiés à $z = 0$. Ces simulations ont été effectuées au MPA dans le cadre de la Fondation pour la Collaboration Scientifique Allemagne–Israël et dénomées *GIF*. Les volumes simulés ont des côtés de 141 et 85 h^{-1} Mpc respectivement. Dans le chapitre 4 de la 3^e partie, on donnera un exemple (Fig. 4.1) de la distribution de matière en extrayant une tranche d’épaisseur 15 h^{-1} Mpc de la simulation *GIF* Λ CDM.

La construction de l’arbre s’effectue en deux temps :

catalogue des halos : pour chaque sortie i de simulation au redshift z_i (par exemple, la position et vitesse des particules de DM), un algorithme de recherche des halos est appliqué. Pour K99 et dans tout ce travail, il s’agit du “friends-of-friends” (FOF) de Davis et al. 1985, avec une “longueur de liaison” l_{liaison} des particules : $l_{\text{liaison}} = 0.2\bar{l}$, où \bar{l} est la longueur moyenne interparticule. Les halos sont définis comme les groupes liés d’au moins 10 particules. K99 rappellent que les simulations numériques montrent que les groupes plus “légers” ne sont pas stables : ils ne survivent généralement pas sur l’intervalle de temps typique séparant deux sorties de simulation. Le catalogue des halos qui résulte du FOF comprend les propriétés physiques des halos (masse et rayon viriels, vitesse circulaire, etc ...), ainsi que la Particule la Plus Liée (PPL) du halo : celle dont le potentiel gravitationnel est le plus bas. Notons que, même si un halo survit sur plusieurs “sorties” de données consécutives, sa PPL change généralement entre ces deux sorties consécutives, et il est donc nécessaire de “replacer” la galaxie centrale sur la nouvelle PPL.

liaison entre les halos : pour chaque halo \mathcal{H}_0 identifié à $z_0 < z_1$, K99 recherchent ses halos précurseurs possibles à z_1 , en utilisant l’identité des particules de DM. Un candidat progéniteur \mathcal{H}_1 est un halo pour lequel (1) au moins la moitié de ses particules est comprise dans \mathcal{H}_0 et (2) sa PPL est aussi dans \mathcal{H}_0 . Notons que la galaxie centrale d’un halo est par hypothèse *toujours* positionnée sur la PPL du halo. Le halo progéniteur le plus massif a un statut spécial : les propriétés de sa galaxie centrale sont héritées par la galaxie centrale du halo \mathcal{H}_0 .

Comme dans le cas Monte-Carlo, une nouvelle galaxie centrale est créée chaque fois qu’un halo de DM se constitue à partir des particules “diffuses” de DM ; l’héritage des propriétés et le devenir des galaxies satellite sont globalement similaires au cas Monte-Carlo de K93b. Une différence essentielle est la possibilité, dans les simulations à N corps, d’associer directement les galaxies aux particules de DM : une galaxie est ainsi caractérisée par l’identité de la particule de DM qui la porte. Une fois l’association galaxie–particule réalisée, elle est fixe en général. Seuls, la fusion avec une galaxie centrale, le passage des propriétés de la galaxie centrale lorsque celle-ci est remplacée sur la nouvelle PPL, ou l’héritage des propriétés de la galaxie centrale du halo progéniteur le plus massif, après une fusion majeure, peuvent modifier cette association.

Puisque la distribution spatiale des galaxies est connue explicitement, en suivant la particule de DM, il n’est plus nécessaire de faire des hypothèses *ad hoc* pour les placer.

Enfin, il peut arriver qu'une galaxie identifiée à un instant z_1 comme membre d'un halo n'appartienne à aucun halo à la sortie suivante $z_0 < z_1$: c'est le cas lorsque la particule de DM associée à la galaxie quitte le halo, par exemple dans le cadre du processus d'évaporation lente des structures non collisionnelles. Ces galaxies, qui n'appartiennent à aucun halo, seront appelées "galaxies du champ" : à $z = 0$, elles constituent généralement moins de 10% en nombre de la population totale. En outre, la plupart sont peu lumineuses, et elles proviennent surtout de la dissolution de halos avec peu de particules. Si elles demeurent isolées à $z=0$, elles seront négligées par hypothèse dans toute la suite. Par contre, à $z > 0$, on admet qu'elles peuvent être ultérieurement *réincorporées* comme galaxies centrales ou comme galaxie satellite de halos, suivant le devenir de la particule de DM à laquelle elles sont associées. Un exemple en sera donné au paragraphe 6.3.2 du chapitre 6 de la deuxième partie.

Pour résumer, il y a création d'une nouvelle galaxie à z_0 comme galaxie centrale, avec les propriétés par défaut, lorsque le halo identifié à z_0 n'a aucun progéniteur à z_1 . Il y a suppression de galaxies lorsqu'une galaxie satellite d'un halo fusionne "analytiquement" avec la galaxie centrale de ce halo. Dans les autres cas, la dynamique de la matière noire donne explicitement l'évolution de la position des galaxies. Dans les paragraphes suivants, on reprend la description de l'évolution du gaz suivant K99.

4.3.3.3 Fraction de baryons et refroidissement du gaz

On note f_{bar} la fraction de baryons : $f_{\text{bar}} = \Omega_{\text{bar}}/\Omega_0$. Les contraintes imposées par la nucléosynthèse du Big Bang (BBN) : $h^2 \Omega_{\text{bar}} = 0.019 \pm 0.0024$ (Burles et al. 1999) donnent $f_{\text{bar,BBN}} = 0.13$ et 0.076 pour les modèles Λ CDM et τ CDM. A partir de l'émission en X d'amas de galaxies observée par *ROSAT*, Sadat & Blanchard (2001) déterminent la fraction du gaz au niveau du rayon viriel. Ils concluent pour la fraction de baryons dans les amas : $f_{\text{bar,amas}} \sim 0.20 h_{50}^{-3/2}$, soit : $f_{\text{bar,amas}} = 0.12$ et 0.20 pour les modèles Λ CDM et τ CDM respectivement. Le désaccord est clair pour le modèle EdS : la mise en évidence de ce problème générique remonte à White et al. 1993. Il est bien sûr possible de supposer un biais de la distribution des baryons par rapport à celle de la DM, qui expliquerait une surabondance dans les amas. Cette ségrégation n'apparaît toutefois pas à des distances de l'ordre de R_{200} dans les simulations hydrodynamiques d'amas de galaxies. La figure 13 de Frenk et al. (1999) compare les variations radiales de la fraction du gaz dans des simulations SPH d'un même amas avec différentes implémentations numériques, et la fraction de baryons intérieure à R_{200} est d'environ 90% de celle du modèle cosmologique pour une majorité de codes.

K99 varient f_{bar} sans toutefois le traiter sur le même plan que α et ϵ (voir leur paragraphe 4.9). Pour obtenir des galaxies centrales suffisamment lumineuses dans les halos avec $V_{200} \sim 220 \text{ km s}^{-1}$, et une normalisation correcte de la relation de Tully–Fisher, K99 prennent $f_{\text{bar,amas}} = 0.1$ et 0.15 pour Λ CDM et τ CDM, en accord avec la fraction de gaz observée dans les amas. On reviendra sur la détermination de f_{bar} dans le deuxième chapitre de la partie consacrée aux simulations contraintes gaussiennes, au niveau de l'ajustement des paramètres libres.

Dans le modèle de K99, la composante baryonique se retrouve sous quatre formes :

1. gaz chaud de masse M_{chaud} .
2. gaz froid de masse M_{froid} .

3. composante stellaire M_* .
4. dans le cas d'un modèle avec *éjection* du gaz réchauffé par les SNe (voir ci-dessous le réchauffement du gaz), la masse totale du gaz éjecté du halo M_{eject} .

La conservation des baryons dans le halo donne :

$$M_{\text{chaud}} = f_{\text{bar}} M_{\text{vir}} - M_* - M_{\text{froid}} - M_{\text{eject}} \quad (4.5)$$

Les halos de DM sont modélisés par une sphère isotherme tronquée à son rayon viriel R_{200} , et le profil de densité du gaz chaud est supposé parallèle à celui de la matière noire. Le gaz chaud se refroidit, quitte l'état d'équilibre hydrostatique et collapse sur le disque de la galaxie centrale, ou s'amorce sa formation s'il n'existe pas, avec l'hypothèse qu'il conserve son moment angulaire. Le facteur de contraction depuis le rayon viriel est $\sim 2\lambda$ suivant Fall (1983), où λ est le paramètre de spin des halos, défini, si J est le moment angulaire total du halo, avec :

$$\lambda = \frac{J |E|^{1/2}}{G M^{5/2}} \quad (4.6)$$

Les simulations numériques (Warren et al. 1992; Lemson & Kauffmann 1999) trouvent une valeur moyenne de $\bar{\lambda} \sim 0.05$ pour le paramètre de spin des halos, résultat relativement indépendant de leur masse et de leur environnement. Le facteur de contraction du gaz est donc de l'ordre $f_{\text{contr}} \sim 0.1$.

En supposant le halo en équilibre hydrostatique, la température du plasma en K s'écrit, avec V_{200} en km s^{-1} :

$$T = 35.9 V_{200}^2 \quad (4.7)$$

Le temps caractéristique t_{refr} de refroidissement du gaz au rayon r vaut :

$$t_{\text{refr}} = \frac{3}{2} \frac{\rho_{\text{chaud}}(r)}{\mu m_p} \frac{k T}{n_e^2(r) \Lambda(T)} \quad (4.8)$$

avec $\rho_{\text{chaud}}(r)$ la densité de gaz chaud au rayon r , m_p est la masse du proton, μm_p la masse moléculaire moyenne, calculée en considérant une composition *primordiale* du gaz avec $Y = M_{\text{He}}/M_{\text{tot}} = 0.26$ et $Z = M_{\text{métaux}}/M_{\text{tot}} = 0$, et $n_e(r)$ est la densité d'électrons à r . Les processus responsables du refroidissement du gaz ont déjà été cités en 4.3.2.2. $\Lambda(T)$ est le taux de refroidissement à température T , exprimé en unités [$\text{cm}^3 \text{erg/s}$]. Dans nos modèles, $\Lambda(T)$ est obtenue sur la courbe de refroidissement du gaz en équilibre collisionnel d'ionisation donnée par Sutherland & Dopita (1993). La Fig. 4.1 compare $\Lambda(T)$ pour une métallicité primordiale (courbe continue) et une métallicité solaire (tirets). L'hypothèse d'abondance primordiale sera relaxée dans le dernier chapitre de la deuxième partie, avec l'inclusion du modèle d'enrichissement chimique.

La définition de t_{refr} donne celle de r_{refr} : r_{refr} est le rayon r tel que $t_{\text{refr}}(r) = t$ où t est l'âge de l'univers. On distingue alors deux régimes :

1. $r_{\text{refr}} > R_{200}$: cas dominant à grand redshift, lorsque les halos sont de petite taille et la fraction de gaz est élevée : le taux de refroidissement du gaz est donné par le temps de chute dynamique sur le halo :

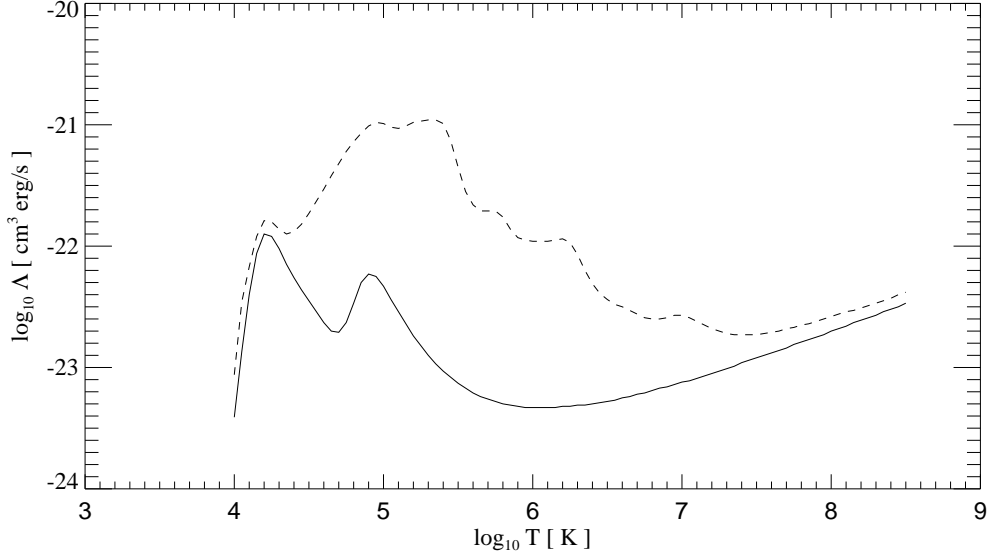


Fig. 4.1: Taux $\Lambda(T)$ de refroidissement du gaz en équilibre d'ionisation collisionnel de Sutherland & Dopita (1993). Les deux courbes correspondent à une métallicité primordiale (courbe continue) et solaire (tirets).

$$\dot{M}_{\text{froid}} = \frac{M_{\text{chaud}} V_{200}}{R_{200}} \quad (4.9)$$

2. $r_{\text{refr}} < R_{200}$: cas dominant à bas redshift, lorsque la taille des halos est en moyenne beaucoup plus grande et que la fraction de gaz au niveau du front de refroidissement a sensiblement diminué : le flot de gaz froid est donné par le déplacement du front de refroidissement :

$$\dot{M}_{\text{froid}} = 4 \pi \rho_{\text{chaud}}(r_{\text{refr}}) r_{\text{refr}}^2 \frac{d r_{\text{refr}}}{d t} \quad (4.10)$$

La formule 4.10 conduit, pour les halos massifs de la taille des groupes et amas, à des galaxies centrales (GPL) trop lumineuses de plus d'une magnitude, finalement le même problème rencontré auparavant par WF et K93b. Pour le résoudre, K99 suppriment la formation stellaire associée aux flux massifs de gaz froid dans les halos avec $V_{200} > 350 \text{ km s}^{-1}$. Ceci est *physiquement motivé* par l'observation de ces flux dans des amas tels que Persée (Fabian et al. 1991; Allen & Fabian 1997). Le devenir du gaz froid reste incertain, toutefois K99 citent l'hypothèse de Ferland et al. (1994) où le gaz pourrait former des nuages froids. Notons que ce point est l'une des motivations de Somerville & Primack (1999) pour leur description plus précise du processus de refroidissement du gaz au cours de la formation hiérarchique du halo. Cette prescription sera étudiée dans le cadre de l'extension du modèle de K99. Plus simplement ici, la limite de 350 km s^{-1} est adoptée.

4.3.3.4 Formation stellaire

K99 implémentent deux modes de formation stellaire :

- suivant K93b, un mode quiescent où la formation stellaire se fait sur le disque d’une galaxie centrale comme d’un satellite, à partir du gaz froid qui y réside. Pour une galaxie centrale, le réservoir de gaz froid est réapprovisionné par le refroidissement direct du gaz chaud. Pour une galaxie satellite, le réservoir de gaz froid n’est pas réapprovisionné, et la formation stellaire ne continue que jusqu’à l’utilisation complète du gaz froid. Avec le facteur de contraction du gaz $f_{\text{contr}} \sim 0.1$ et le temps dynamique du disque :

$$t_{\text{dyn}} = r_{\text{gal}}/V_{200} = \frac{f_{\text{contr}} r_{\text{vir}}}{V_{200}} \quad (4.11)$$

le TFS du modèle s’écrit, en notant $H(z)$ la constante de Hubble à z , comme en 4.3.2.2, en supposant un profil isotherme :

$$\dot{M}_* = \alpha \frac{M_{\text{froid}}}{t_{\text{dyn}}} = 100 \alpha H(z) M_{\text{froid}} \quad (4.12)$$

Le paramètre libre α est indépendant du redshift, sauf mention du contraire, et ajusté séparément pour chaque modèle cosmologique.

- un mode explosif, aussi appelé “starburst”, qui n’est possible qu’au niveau de la galaxie centrale et qui est déclenché lors d’une fusion majeure avec un satellite. L’ensemble du gaz froid de la galaxie résultante est converti en étoiles sur une durée de 10^8 ans. Durant l’épisode de “starburst”, la formation stellaire quiescente est supprimée, et on fait l’hypothèse que les SNe associées à ces nouvelles étoiles ne réchauffent pas le gaz froid.

Dans les deux cas, la fonction de masse initiale est celle de Scalo (1986), limitée aux masses stellaires comprises dans $[0.1 \ 100] M_{\odot}$, et les étoiles se forment avec une métallicité solaire (sauf dans le cadre de l’extension du modèle), bien que le gaz chaud se refroidisse avec une métallicité primordiale. Ceci suppose que les premières SNe enrichissent directement le gaz froid de façon très efficace, qui s’homogénéise et atteint rapidement une métallicité solaire, mais fait l’hypothèse que la pollution du gaz chaud est beaucoup plus limitée. Un traitement cohérent de l’évolution chimique est bien sûr préférable, mais cette prescription est au moins en accord qualitatif avec les observations qui ont conduit au problème des “naines de type G” : les étoiles du voisinage solaire montrent une distribution gaussienne de métallicité, et on ne trouve qu’une très faible fraction d’étoiles de type F ou G avec $Z < Z_{\odot}/4$ (Binney & Merrifield 1998).

L’évolution spectrophotométrique est obtenue avec le modèle de Bruzual & Charlot (1993), qui donne la variation de la densité spectrale d’énergie $S_{\nu}(t)$. En notant $L_{\nu}(t)$ la luminosité de la galaxie à t , on a la convolution :

$$L_{\nu}(t) = \int_0^t S_{\nu}(t-t') \dot{M}_*(t') dt' \quad (4.13)$$

Par exemple, la Fig. 4.2 compare l’évolution de la luminosité dans les bandes Johnson B , V , I et en bande infrarouge proche K (respectivement courbes en traits continus, pointillés,

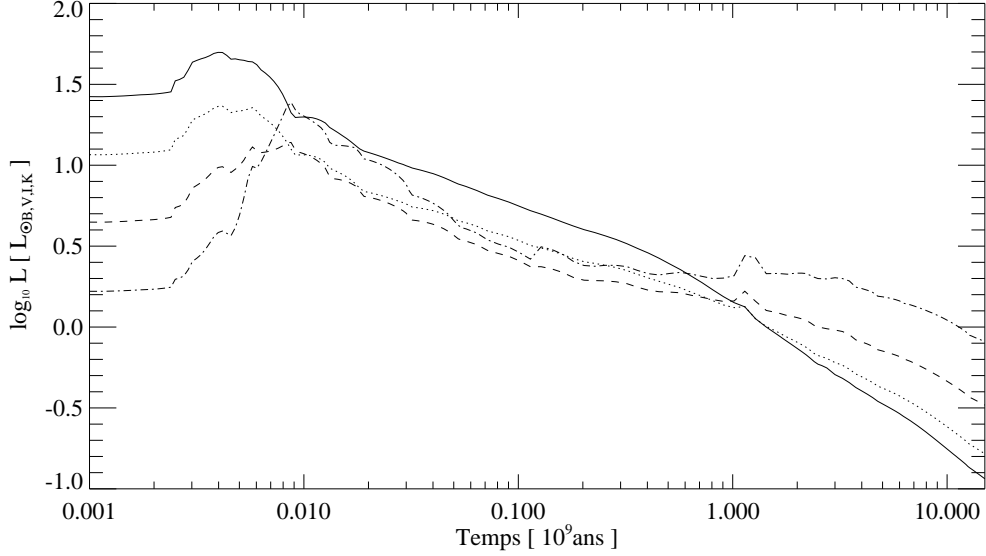


Fig. 4.2: L'évolution temporelle de la luminosité dans les bandes $X = B, V, I$ et K en unités $L_{\odot,X}$ (respectivement courbes en traits continus, pointillés, en tirets, et en tirets-pointillés), d'une masse stellaire de $1 M_{\odot}$ avec une fonction de masse initiale (FMI) de Scalo, une métallicité solaire, et le modèle d'évolution spectrophotométrique de Bruzual & Charlot (1993).

en tirets, et en tirets-pointillés) d'une masse stellaire de $1 M_{\odot}$, répartie selon la fonction de masse initiale de Scalo, avec une métallicité solaire.

Entre deux redshifts z_{i+1} et z_i de "sortie" des simulations de DM, chaque groupe évolue de façon indépendante : l'*intervalle* de temps de "sortie" $(\Delta t)_i$ est échantillonné en N_i petits *pas* de temps identiques $(\delta t)_i = (\delta t)_{i,j}$. On utilisera le même nombre de pas $N = N_i = 50$ pour tous les intervalles de redshift ; choisir $N = N_i = 100$ ne modifie pas les résultats. Par souci de clarté, soulignons que l'on distingue ici un *intervalle* de temps d'un *pas* de temps qui le subdivise.

On a donc :

$$(\Delta t)_i = \sum_{j=1, N_i} (\delta t)_{i,j} = N (\delta t)_i \quad (4.14)$$

Pour chaque pas de temps $(\delta t)_{i,j}$, on intègre successivement la quantité de gaz refroidi, la formation stellaire à partir du gaz froid, et on calcule l'évolution des divers réservoirs de baryons M_{chaud} , M_{froid} , M_{\star} , et éventuellement M_{eject} .

Les propriétés photométriques $L_{\nu}(z_{\text{prédicte}}, i, j)$ des petits épisodes consécutifs $(\delta t)_{i,j}$ de formation stellaire sont évaluées aux redshifts z_i où l'on souhaite prédire la luminosité des galaxies, en tenant éventuellement compte de la distance jusqu'à $z = 0$ (magnitudes apparentes) et du décalage spectral ("K correction"), si on souhaite obtenir les luminosités *observées* à $z = 0$. Dans tout notre travail, ce ne sera jamais le cas : les propriétés photométriques

seront toujours voulues “au repos”, et on négligera la “K correction” dans l’analyse des simulations contraintes dans la deuxième partie, qui ne s’étendent que jusqu’à 8000 km s^{-1} . Ultérieurement, la comparaison avec, par exemple, les observations des “Lyman Break Galaxies” que l’on se propose de faire à $z \sim 3$ dans la continuité du chapitre 6 de la deuxième partie nécessitera évidemment la prise en compte de ces effets.

Les luminosités des épisodes de formation stellaire sont ensuite accumulées avec :

$$L_\nu(z_{\text{prédicte}}) = \sum_{z_i > z_{\text{prédicte}}} \sum_{j=1, N_i} L_\nu(z_{\text{prédicte}}, i, j) \quad (4.15)$$

Notons que la formule 4.12 adoptée pour la formation stellaire quiescente, directement proportionnelle à la quantité totale du gaz froid, peut paraître très simplificatrice. Kennicutt (1989) propose une proportionnalité à la densité surfacique *locale* du gaz froid sur le disque, avec une limite inférieure : c’est la densité minimale, caractéristique de la limite de stabilité du disque. Toutefois, seules les propriétés *globales* des galaxies seront analysées ici, et l’inclusion de la dépendance radiale est superflue. Kennicutt (1998) compile les observations de $H\alpha$ dans 61 galaxies spirales normales, leurs distributions de HI et de CO, et la luminosité dans l’IR lointain de 36 galaxies en cours de “starburst” avec leur distribution de CO, pour paramétriser une loi de Schmidt qui représente le TFS *global* des galaxies. Alternativement, il remarque qu’une loi où le TFS surfacique est proportionnel à la densité surfacique du gaz, similaire à celle utilisée ici, décrit *aussi* raisonnablement bien les données.

Le flux de gaz froid sur les galaxies centrales des halos avec $V_{200} > 350 \text{ km s}^{-1}$ a été supposé former par exemple des nuages de gaz froids, où la formation stellaire est prohibée. Une autre hypothèse possible est celle d’une loi de formation stellaire quiescente modifiée, où la formation d’étoiles se fait selon une FMI autre que celle de Scalo déduite du voisinage solaire. Ceci serait en accord avec l’absence d’associations OB dans les observations de ces flux de gaz froid (voir par exemple Silk et al. 1998). Les observations récentes de *CHANDRA* à plus haute résolution en X semblent toutefois indiquer que ces flux de gaz froid ne sont pas aussi communs que supposé jusqu’ici.

4.3.3.5 Réchauffement du gaz

Les processus physiques par lesquels les SNe agissent directement sur le gaz froid du milieu interstellaire sont encore mal compris, mais il est clair que la rétroaction des éjecta des SNe est un phénomène capital, par exemple dans le processus d’enrichissement du milieu intergalactique à grand z , ou dans la faible densité de galaxies naines traduit par la pente modérée de la FL, dans la surestimation par les simulations du nombre de satellites des galaxies L_* ou peut-être enfin dans la suppression de la formation des galaxies dans les grands vides observés localement.

L’hypothèse adoptée par K99 et ici est celle de K93b : une fraction de l’énergie cinétique des éjecta est utilisée pour réchauffer le gaz. Avec la FMI choisie, le nombre de SNe par unité de masse solaire formée, et l’énergie cinétique par supernova sont : $\eta_{\text{SNe}} = 5 \times 10^{-3} M_\odot^{-1}$, et $E_{\text{SNe}} \sim 10^{51} \text{ erg}$ respectivement.

La formule 4.4 se développe alors selon :

$$\dot{M}_{\text{recyclé}} = \epsilon \frac{4}{3} \frac{\dot{M}_* \eta_{\text{SNe}} E_{\text{SNe}}}{V_c^2} \quad (4.16)$$

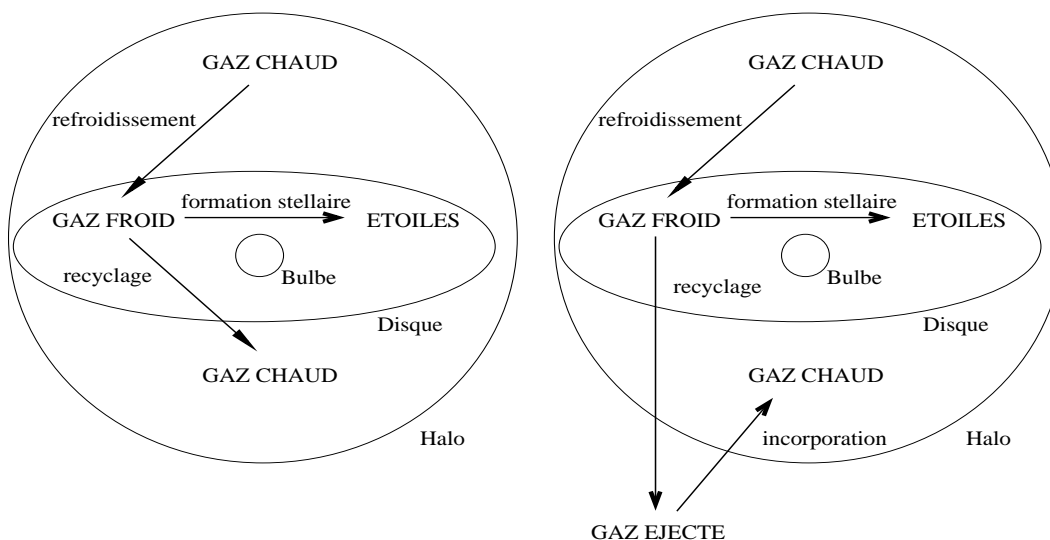


Fig. 4.3: Cycle des baryons dans le modèle avec rétention (à gauche) et le modèle avec éjection (à droite).

Par approximation, le réchauffement du gaz est simultanément à la formation stellaire qui engendre les SNe, hypothèse raisonnable compte tenu de la durée de vie des progéniteurs de SNe de type II. Par contre, la destination du gaz recyclé par les supernovae est très incertaine. La quantité de gaz réchauffé dans le pas de temps j est immédiatement ajoutée soit à M_{chaud} , soit à M_{eject} selon les deux possibilités qui suivent (K99) :

1. rétention : le gaz réchauffé par les SNe est conservé dans le halo et ajouté au réservoir de gaz chaud : il peut se refroidir immédiatement après.
2. éjection : le gaz réchauffé est expulsé hors du halo. Il est ajouté au réservoir de gaz chaud du halo lorsque la masse de ce dernier a crû d'un facteur 2 ou plus. Le gaz réchauffé reste indisponible pour le calcul du flux de refroidissement du gaz du halo pendant la durée où il est éjecté. A un instant donné, la quantité totale de gaz éjectée du halo, et en attente de "réincorporation" a été notée M_{eject} .

Comme alternative à ces deux possibilités, notons que Somerville et al. (2001) conservent toujours le gaz recyclé par les SNe dans le halo hôte, mais le répartissent selon un profil isotherme au-delà du rayon viriel, et autorisent une réincorporation suivant un modèle d'accrétion sphérique grâce à l'augmentation du rayon viriel du halo suite à la croissance de sa masse. On prévoit de tester cette implémentation dans un travail futur.

Le cycle des baryons (modèle avec rétention et éjection) est schématisé sur les panneaux gauche et droit de la Fig. 4.3.

Malgré ce qui peut sembler une incertitude majeure, on trouvera que les propriétés des galaxies simulées à $z = 0$ ne sont pas aussi sensibles au choix de l'un ou l'autre cas, par rapport aux sensibilités plus importantes trouvées par K99. La dispersion de la relation de Tully–Fisher augmente, en particulier pour les modèles où la formation des structures est plus récente comme un univers EdS en comparaison d'un modèle avec constante cosmologique.

K99 notent surtout une plus nette variation au niveau de la densité de luminosité en bande B pour les galaxies plus faibles que L_* . On retrouvera une variation dans le même sens à $z = 0$, mais moindre. Deux effets importants sur les *prédictions* sont (1) l'amplitude à $z = 0$ de la fonction d'auto-corrélation des galaxies ξ_{gg} à des séparations $r \lesssim 1 h^{-1}$ Mpc, sensible au choix fait pour le devenir du gaz réchauffé, et (2) l'évolution qui diffère particulièrement à grand z ($\sim 2 - 3$), où le TFS des galaxies est plus irrégulier dans le modèle avec éjection, en raison de la réincorporation "périodique" du gaz chaud expulsé lors de l'épisode précédent de formation stellaire.

La Fig. 4.4 compare le TFS *quiescent* pour 3 galaxies centrales de halos (extraits des simulations étudiées dans la 2^e partie avec $100 \leq V_{200} \leq 140 \text{ km s}^{-1}$ (colonne de gauche) et avec $200 \leq V_{200} \leq 240 \text{ km s}^{-1}$ (colonne de droite), pour les deux prescriptions (rétention, en haut, éjection, en bas) de l'évolution du gaz recyclé. Les halos de DM sélectionnés sont les mêmes entre les deux prescriptions. La formation stellaire est plus irrégulière dans le cas de l'éjection du gaz froid réchauffé par les SNe, et pour les 3 halos de faible masse que pour les halos de masse $\geq 200 \text{ km s}^{-1}$. Ceci s'explique par l'efficacité accrue du recyclage du gaz par les SNe dans les halos moins massifs.

4.3.3.6 Extinction par les poussières

L'ouverture des fenêtres infrarouges par les satellites *IRAS*, et *COBE* (et plus tard *ISO*) a rendu accessibles des domaines où les spectres νF_ν des galaxies actives en termes de formation stellaire sont dominés par l'émission des grains de poussière. La découverte par *IRAS* de galaxies "ultralumineuses" dans l'infrarouge (Soifer et al. 1984) a montré l'importance de cette réémission par la poussière, dans l'IR, des photons UV et de courte longueur d'onde des étoiles jeunes et bleues comme les associations OB. En conséquence, l'absorption dans l'UV peut être considérable, et elle s'étend jusqu'aux parties visibles du spectre : les galaxies apparaissent moins brillantes et plus rouges.

Les effets de la poussière sont simulés ici avec le modèle empirique de Wang & Heckman (1996). Ces auteurs comparent les flux UV et IR lointains de 150 galaxies, qu'ils relient en supposant un modèle plan-parallèle de poussière. Ils déterminent ainsi les constantes d'une loi simple de variation de l'épaisseur optique en UV. L'épaisseur optique de la poussière est ensuite transposée en bande B pour obtenir :

$$\tau_B = \tau_{B,*} \left(\frac{L_B}{L_{B,*}} \right)^\beta \quad (4.17)$$

où $\tau_{B,*} = 0.8$, $\beta = 0.5$, et L_B est la luminosité intrinsèque de la galaxie en bande B, avant correction. Comme valeur de référence, K99 prennent $M_{B,*} = -19.6 + 5 \log h - 0.9$.

L'extrapolation à d'autres longueurs d'onde se fait avec la courbe d'extinction galactique de Cardelli et al. (1989). Enfin, l'inclinaison de la galaxie est prise en compte pour le calcul de la correction d'extinction finale : elle est obtenue aléatoirement à partir d'une densité de probabilité uniforme pour θ sur $[-\pi/2, \pi/2]$.

A_λ , avec par définition $M_{\text{corr}} = M_{\text{brut}} + A_\lambda$, est calculé selon :

$$A_\lambda = -2.5 \log \left(\frac{1 - \exp(-\tau_\lambda \sec \theta)}{\tau_\lambda \sec \theta} \right) \quad (4.18)$$

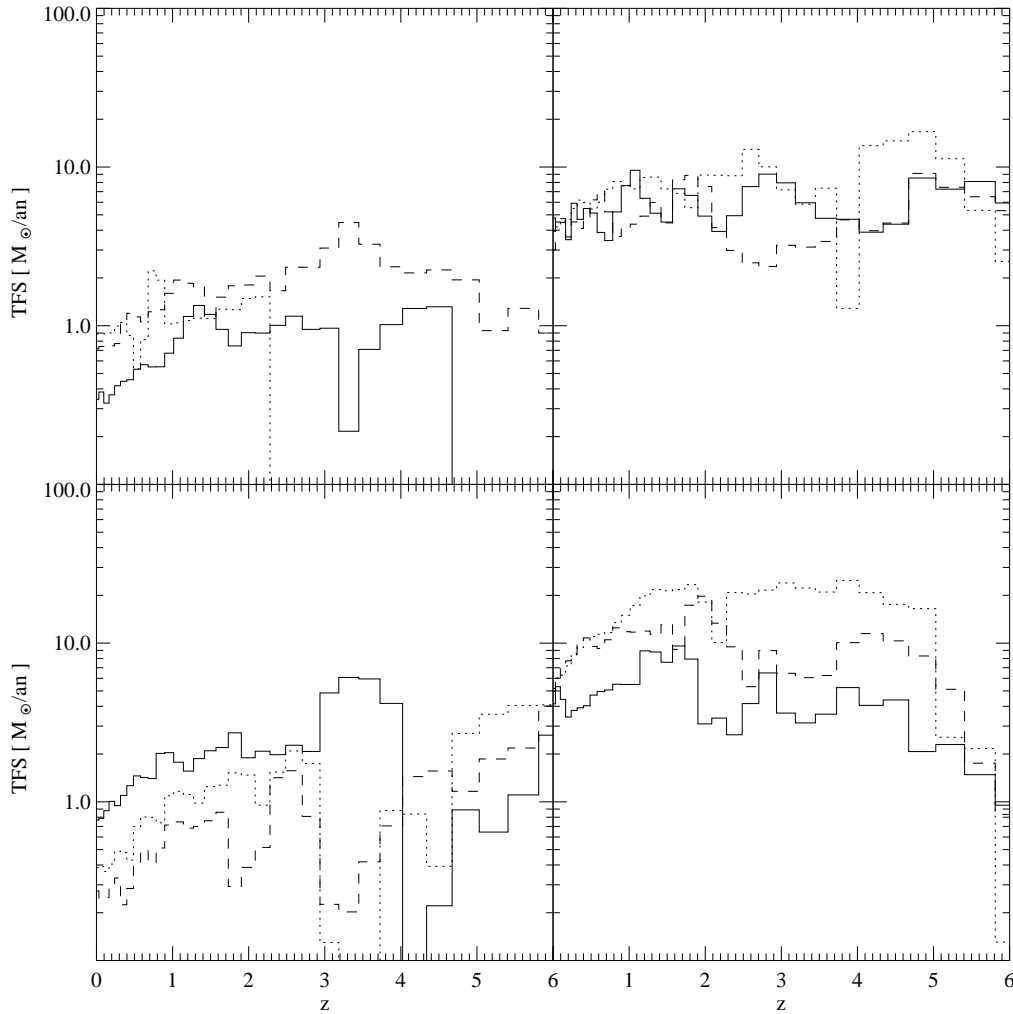


Fig. 4.4: Comparaison du taux de formation stellaire TFS (quiescent) pour trois galaxies centrales de halos avec $100 \leq V_{200} \leq 140 \text{ km s}^{-1}$ (à gauche) et $200 \leq V_{200} \leq 240 \text{ km s}^{-1}$ (à droite), dans les modèles avec rétention (panneau supérieur) et éjection (panneau inférieur). Les mêmes halos sont choisis pour les deux prescriptions.

K99 corrigent pour l'absorption interne par la poussière tous leurs disques avec un TFS $\dot{M}_* > 0.5 M_\odot/\text{an}$. Dans nos modèles, tous les disques seront corrigés, indépendamment de leur TFS. Dans la pratique, ceci améliore légèrement la forme de la fonction de luminosité, sans toutefois réduire la luminosité excessive des galaxies centrales simulées les plus brillantes, qui sont surtout des galaxies centrales elliptiques d'amas massifs. Dans toute la suite, sauf mention du contraire, les résultats des simulations sont donnés après correction d'extinction.

4.3.3.7 Fusion des galaxies et morphologie

Comme K93b, K99 supposent que les galaxies satellites fusionnent exclusivement avec les galaxies centrales, par dégradation de leur orbite sous l'effet de la friction dynamique du halo. Dans la pratique, toutes les galaxies satellites d'un même halo disposent :

- du temps restant $t_{\rightarrow\text{fus}}$ jusqu'à leur fusion estimée avec la galaxie centrale, à $t_{\rightarrow\text{fus}} = 0$
- de l'identité de la galaxie avec laquelle la fusion est prévue

Le temps restant $t_{\rightarrow\text{fus}}$ décroît bien sûr continûment avec l'augmentation du temps de la simulation. Il est diminué par pas de temps $(\delta t)_{i,j}$.

$t_{\rightarrow\text{fus}}$ est (ré-)initialisé avec l'estimation t_{fric} du temps de friction dynamique, lorsque l'identité de la galaxie centrale du halo n'est plus celle de la galaxie avec laquelle le satellite est supposé fusionner. Ceci se produit, par exemple, lorsqu'un halo \mathcal{H}_1 de faible masse fusionne dans un halo \mathcal{H}_2 de plus grande masse, qui survit : les temps $t_{\rightarrow\text{fus}}$ de *toutes* les galaxies de \mathcal{H}_1 qui, étant suivies dynamiquement par la simulation de DM, se trouvent ultérieurement dans \mathcal{H}_2 sont réinitialisés, et l'indice de la galaxie sur laquelle leur fusion est prévue est désormais celui de la galaxie centrale, c'est à dire l'indice de la PPL de \mathcal{H}_2 .

K99 reprennent K93b dans l'estimation de t_{fric} , mais incorporent les résultats des simulations à haute résolution de Navarro et al. (1995) de fusion de halos de DM. Suivant Binney & Tremaine (1987), les temps de friction dynamique "analytiques", pour des orbites circulaires et elliptiques, $t_{\text{fric,circ}}$ et $t_{\text{fric,ellip}}$, peuvent être estimés par :

$$t_{\text{fric,circ}} = \frac{1}{2} \frac{1}{G C \ln(\Lambda)} \frac{V_{200} r_c^2}{M_{\text{sat}}} \quad \text{et} : \quad t_{\text{fric,ellip}} = f(\epsilon) t_{\text{fric,circ}} \quad (4.19)$$

où M_{sat} est la masse *totale* du satellite, $\epsilon = J/J_c(E)$ est le rapport du moment angulaire du satellite à celui d'une orbite circulaire de même énergie, $r_c(E)$ est le rayon d'une orbite circulaire de même énergie que l'orbite du satellite, $\ln(\Lambda)$ est le logarithme de Coulomb et $C \simeq 0.43$ est une constante. On notera M_{halo} la masse *totale* du halo. Les formules varient dans la littérature pour l'évaluation du logarithme de Coulomb. La formule originale de Chandrasekhar (1943), donne le coefficient de friction dynamique pour un objet de masse M , évoluant dans une population homogène d'étoiles de masse m , formant une distribution Maxwellienne d'écart-type σ pour la vitesse unidimensionnelle. Le logarithme de Coulomb s'y écrit :

$$\ln \Lambda = \ln \frac{b_{\text{max}} \sigma^2}{G (M + m)} \quad (4.20)$$

en notant b_{max} le paramètre d'impact maximal. Pour leurs études semi-analytiques, Somerville & Primack (1999) prennent $\ln \Lambda = \ln(1 + (M_{\text{halo}}/M_{\text{sat}})^2)$ alors que K99 et Springel et al. (2001a) utilisent $\ln \Lambda = \ln(M_{\text{halo}}/M_{\text{sat}})$ et $\ln \Lambda = \ln(1 + M_{\text{halo}}/M_{\text{sat}})$ respectivement.

Pour un satellite en orbite elliptique, Lacey & Cole (1993) montrent que $f(\epsilon) \simeq \epsilon^{0.78}$ pour $\epsilon > 0.02$. Pour une orbite circulaire, $f(\epsilon) = 1$.

A chaque calcul de t_{fric} , une ellipticité ϵ est tirée dans une distribution uniforme $[0.02, 1]$, et le temps de friction dynamique "elliptique" est combiné au temps de friction dynamique "circulaire" avec une variable aléatoire réelle τ dont la distribution est fonction de $(M_{\text{sat}}/M_{\text{halo}})$. La forme de la distribution de τ est donnée par approximation des résultats des simulations numériques de Navarro et al. (1995). Finalement :

$$t_{\text{fric}} = t_{\text{fric,ellip}} + \tau t_{\text{fric,circ}} \quad (4.21)$$

Comme dans K93b, le paramètre f_{ellip} distingue une fusion majeure d’une fusion mineure et il est optimisé indépendamment pour chaque modèle cosmologique.

1. fusion majeure : les composantes stellaires et gazeuses de la galaxie centrale et du satellite $M_{*,\text{cent}}$ et $M_{*,\text{sat}}$ sont additionnées en $M_{*,\text{res}} = M_{*,\text{cent}} + M_{*,\text{sat}}$ et $M_{\text{gaz,res}} = M_{\text{gaz,cent}} + M_{\text{gaz,sat}}$ respectivement. $M_{\text{gaz,res}}$ est entièrement converti en étoiles par le “starburst” décrit ci-dessus (alinéa sur la formation stellaire), et l’ensemble des étoiles $M_{*,\text{final}} = M_{*,\text{res}} + M_{\text{gaz,res}}$ forme un sphéroïde au niveau de la galaxie centrale : le disque de la galaxie est détruit lors de la fusion, mais il peut se reformer ultérieurement par refroidissement du gaz.
2. fusion mineure : toute la masse stellaire du satellite est additionnée au niveau du sphéroïde de la galaxie centrale. Si un tel sphéroïde n’existe pas, les étoiles du satellite rejoignent le disque de la galaxie centrale. Le gaz froid du disque du satellite est toujours ajouté au disque de la galaxie centrale. Sauf dans le cadre de l’extension du modèle SA, une fusion mineure ne provoque pas de “starburst”.

f_{ellip} est fixé pour retrouver les fractions morphologiques observées dans la population locale des galaxies : Baugh et al. (1996) calculent à partir des observations de Loveday (1996) les fractions 13%, 20% et 67% pour les galaxies elliptiques (Es), S0s, et spirales et irrégulières (Sps, Irrs) respectivement. Le code SA suit séparément l’évolution photométrique du disque et du bulbe.

Simien & de Vaucouleurs (1986) proposent une corrélation entre le type T d’une galaxie sur la classification de Hubble et le rapport des luminosités de son bulbe et de son disque. Leurs seuils de classification en bande B sont : $L_{\text{bulbe},B}/L_{\text{disque},B} > 1.52$ pour les galaxies elliptiques, $1.52 > L_{B,\text{bulbe}}/L_{B,\text{disque}} > 0.68$ pour les S0s, $L_{B,\text{bulbe}}/L_{B,\text{disque}} < 0.68$ pour les spirales, et les irrégulières n’ont pas de bulbe.

4.3.3.8 Résolution et normalisation

Dans les simulations numériques de formation hiérarchique des structures, les halos de plus de 10 particules sont “stables”, et s’ils ne fusionnent pas avec d’autres halos, ils peuvent être suivis d’une “sortie” z_{i+1} de simulation à la suivante z_i . Réciproquement, à partir de $z = 0$, il est difficile de reconstruire l’histoire de fusion des halos de DM de moins de 100 particules, et donc la morphologie des galaxies centrales de ces halos. Ces remarques motivent les définitions de résolution en termes de luminosité des galaxies centrales :

- résolution de “luminosité” : la luminosité moyenne à $z = 0$ dans la bande choisie des galaxies centrales des halos de ~ 10 particules.
- résolution de “morphologie” : la luminosité moyenne à $z = 0$ des galaxies centrales des halos de ~ 100 particules.

Outre les fractions morphologiques, les modèles SA sont normalisés dans un premier temps avec :

1. les propriétés observées (M_* , et M_{froid}) pour la Voie Lactée et les galaxies spirales de masses similaires doivent approximativement se retrouver au niveau des galaxies spirales simulées Sb/Sc et qui sont galaxies centrales des halos avec $V_{200} \sim 220 \text{ km s}^{-1}$ (un sous-ensemble des galaxies utilisées pour tracer la relation de TF) :
 - $M_{\text{froid}} \sim 10^{10} M_{\odot}$, soit le double de la masse de HI estimée pour la Voie Lactée et M31 : le facteur 2 inclut la contribution du gaz moléculaire
 - $M_* \sim 10^{11} M_{\odot}$
2. la relation de Tully–Fisher (TF) en bande I , telle qu’observée par Giovanelli et al. (1997a), et déjà corrigée par les auteurs pour les effets d’extinction interne des galaxies. Elle est construite pour les galaxies centrales de type Sb/Sc, sélectionnées avec $100 < V_{\text{disque}} < 300 \text{ km s}^{-1}$ et $1.5 < M_{B,\text{bulbe}} - M_{B,\text{total}} < 2.2$, où V_{disque} est la vitesse de rotation du disque, approximée par K99 avec $V_{\text{disque}} = V_{200}$. En notant W la largeur de la raie à 21 cm, la relation s’écrit :

$$M_I - 5 \log h = -21.00 \pm 0.02 - 7.68 \pm 0.24(\log W - 2.5) \quad (4.22)$$

une approximation courante est : $W = 2 \times V_{200}$. Pour $V_{\text{disque}} = 220 \text{ km s}^{-1}$, on obtient : $M_I - 5 \log h \sim -22.1$. K99 notent que cette normalisation de Tully–Fisher, transposée en bande B , est incompatible avec les observations de la Voie Lactée et de M31, pour $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1}$, ce qui réfute le cas $\Omega = 1$: l’âge de l’univers est trop court pour des valeurs de H_0 plus élevées.

L’accord des modèles K99 avec la seule loi de Giovanelli et al. (1997a) est raisonnable, mais avec une plus grande dispersion, en particulier pour le modèle τ CDM avec éjection.

3. la fonction de luminosité (FL) locale des galaxies : K99 comparent leurs FL pour les cosmologies Λ CDM et τ CDM à $z = 0$ dans les bandes B aux catalogues *ESO-Slice*, *APM-Stromlo*, et *LCRS*. L’accord est correct autour de L_* , sauf pour Λ CDM, mais l’excès de galaxies faibles est significatif, comme celui des galaxies plus brillantes que L_* , deux problèmes bien connus des simulations SA. Le déficit autour de L_* dans le cas Λ CDM est interprété par K99 comme le résultat de la contrainte imposée par la relation de TF. En bande K , leurs conclusions sont similaires à la bande B , avec cependant peut-être un meilleur accord au niveau de la pente aux faibles luminosités, même si leur résolution à L_* limite la validité des conclusions sur α . Ici, on “normalisera” approximativement par rapport à la FL observée en bande b_j par les surveys locaux récents *2dF GRS* et *SDSS*.

Somerville & Primack (1999, par la suite SP99) discutent extensivement les différentes méthodes de normalisation utilisés dans les modèles semi-analytiques, et l’accord entre les trois schémas de “Durham”, “Santa Cruz” et “Munich”. La qualité de reproduction d’une observation donnée dépend (1) de la précision avec laquelle les processus physiques qui y ont le plus d’influence sont représentés, mais aussi (2) de l’ordre dans lequel les paramètres sont ajustés sur l’ensemble des contraintes.

La méthode adoptée par K93b, K99, et qui sera suivie ici, consiste à fixer “prioritairement” les paramètres α , ϵ et la fraction de baryons f_{bar} sur (1) la luminosité observée pour les galaxies centrales similaires à la Voie Lactée et sur (2) la pente et la normalisation de la relation de TF en bande I . La FL permet par exemple de vérifier l’influence de ϵ sur la pente aux faibles luminosités, et l’absence de galaxies excessivement lumineuses avec l’augmentation de f_{bar} .

A l'inverse, le groupe de "Durham" (voir la section 7 de Cole et al. 2000) utilise explicitement la FL comme contrainte majeure pour fixer une grande fraction de leurs paramètres libres. La pente de la FL aux faibles luminosités leur permet alors de fixer la valeur des constantes ($\alpha_{\text{recyclé}}, V_{\text{recyclé}}$) de leur loi du réchauffement du gaz froid par les SNe :

$$\dot{M}_{\text{recyclé}} = \left(\frac{V_{\text{disque}}}{V_{\text{recyclé}}} \right)^{\alpha_{\text{recyclé}}} \dot{M}_{\star} \quad (4.23)$$

Des contraintes supplémentaires de normalisation apparaîtront évidemment dans le cadre de l'extension du modèle comme la métallicité moyenne du gaz chaud des amas de galaxies ou celle des étoiles des galaxies spirales L_{\star} .

4.3.3.9 Récapitulation du schéma SA

Ici, pour fixer les paramètres libres (α , ϵ , f_{bar} et f_{merg}), ainsi que pour le choix du modèle éjection/rétention, on suivra la méthode :

1. normalisation de la relation de TF, et dans une moindre mesure masse stellaire des galaxies du type Voie Lactée $\rightarrow f_{\text{bar}}$ et ϵ
2. dispersion de la relation de TF \rightarrow choix du modèle avec éjection ou rétention
3. pente de la relation de TF, en particulier au niveau des halos de faible masse $V_c \sim 100 \text{ km s}^{-1} \rightarrow \epsilon$
4. quantité de gaz froid sur les disques des spirales avec $V_{\text{disque}} \sim 220 \text{ km s}^{-1}$, et dans une moindre mesure masse stellaire totale de la galaxie : $\rightarrow \alpha$
5. fractions morphologiques des populations $\rightarrow f_{\text{merg}}$

La Fig. 4.5 résume les processus physiques des modèles semi-analytiques, entre 2 redshifts consécutifs, pour les modèles avec rétention (à gauche) et éjection du gaz réchauffé par les supernovae. On montre la fusion de deux halos de DM (flèches noires) avec dans chaque cas l'exemple de l'incorporation d'une galaxie du champ dans le halo et de l'éjection d'une galaxie satellite hors du halo, qui devient une galaxie du champ. Les rayons viriels et les fronts de refroidissement sont représentés par les cercles continus et discontinus respectivement, autour de la galaxie centrale, qui possède dans chaque cas un disque et un bulbe. Les flèches discontinues vertes montrent le processus de fusion des galaxies. Les flèches bleues claires continues schématisent le refroidissement du gaz, et les flèches rouges discontinues l'évolution du gaz recyclé par les supernovae, qui peut rester dans le halo ou être éjecté dans les "réservoirs", schématisés par les rectangles.

4.3.3.10 Résultats de Kauffmann et al. (1999) sur la population des galaxies à $z = 0$

Comme conclusion de cette section, on résume ici les résultats de K99. Leur objectif est l'étude des propriétés individuelles (e.g couleurs) des galaxies à l'époque actuelle, mais surtout celle de leur distribution sur des volumes cosmologiques significatifs (avec les simulations *GIF*), dans les cadres Λ CDM et τ CDM. Leur résolution permet de retracer de façon précise l'histoire de fusion de la DM pour les halos de masse M_{\star} , avec une luminosité de la galaxie centrale $\sim L_{\star}$. On considère successivement leurs TF, FL, la distribution des couleurs des

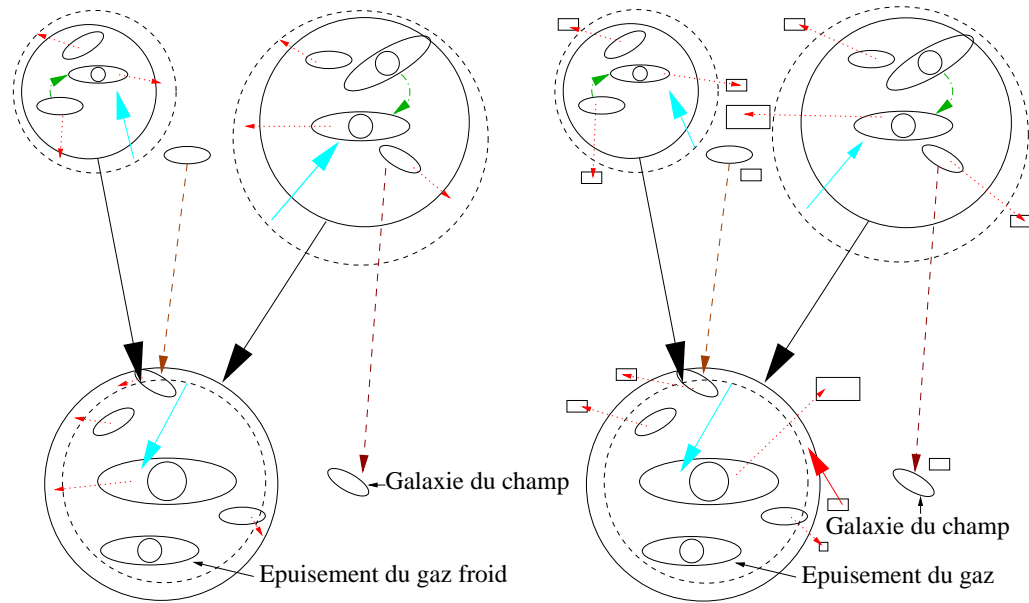


Fig. 4.5: Schéma synthétique des processus semi-analytiques entre z_{i+1} et z_i avec rétention (à gauche) et éjection du gaz recyclé par les supernovae. La signification des flèches est donnée dans le texte principal.

galaxies simulées, le rapport M/L des halos, la dispersion des vitesses des paires galaxie-galaxie, et la fonction de corrélation. En particulier, on mentionne leurs difficultés, et on proposera dans la deuxième partie des améliorations simples du modèle SA sur ces points.

Sur la base de la relation de TF et de la FL des galaxies en bande B , après avoir corrigé pour les effets dus aux poussières, K99 obtiennent leurs meilleurs résultats avec l'hypothèse de rétention et d'éjection du gaz recyclé par les SNe pour les cas Λ CDM et τ CDM respectivement.

Relation de TF : le modèle τ CDM avec éjection montre la dispersion significative déjà mentionnée. De plus, la pente au niveau des galaxies centrales des halos de faible masse ($V_{\text{disque}} \sim 100 \text{ km s}^{-1}$) dévie de la relation observée : les galaxies simulées tendent à être trop brillantes. Ceci est clairement dû au traitement incertain ou inadéquat de la rétroaction des SNe dans ces halos.

Fonction de luminosité : dans les deux cosmologies, la FL souffre d'abord des deux problèmes habituels : (1) l'excès de galaxies très brillantes à $M_B \lesssim -24$ et (2) la pente aux faibles luminosités, trop raide dans les simulations. De plus, le modèle Λ CDM, normalisé pour obtenir la luminosité moyenne observée d'une galaxie centrale de type "Voie Lactée", montre sur la FL une densité trop faible de galaxies de luminosité L_* , alors que le modèle τ CDM reproduit l'amplitude de la FL observée à L_* .

La distribution des couleurs des galaxies simulées prises dans leur ensemble, au-delà de la limite de résolution de luminosité à L_* , présente la structure "bimodale" du catalogue RC3, mais l'accord global n'est qu'approximatif. La distinction des galaxies en deux classes

morphologiques E et Sp, sépare les deux composantes montre un accord raisonnable avec les observations classées par morphologie, ceci dans les deux cosmologies.

K99 tracent les rapports M/L des halos, en fonction de la masse du halo, normalisés par le rapport M/L de l'univers dans son ensemble. De ce point de vue, les deux cosmologies sont très similaires. Le rapport M/L des halos individuels de masse M_* , des groupes de galaxies, et des amas simulés évolue de façon croissante avec la masse du système, en accord avec les observations. Pour les amas, K99 trouvent $(M/L)_{\text{amas}}/(M/L)_{\text{total,sim}} \sim 0.5$. L'extrapolation couramment faite des observations de $(M/L)_{\text{amas}}$ à l'univers homogène pour obtenir Ω_0 favorise une cosmologie à faible densité. Les simulations de K99 montrent qu'une telle extrapolation peut être dangereuse. Le biais $(M/L)_{\text{amas}}/(M/L)_{\text{global}}$ obtenu dans leur simulation τ CDM n'est pas suffisant pour réconcilier les observations avec $\Omega_0 = 1$. On note que par exemple Carlberg et al. (1996) favorisent $\Omega_0 = 0.2$.

K99 calculent les dispersions de la vitesse unidimensionnelle radiale relative des paires de galaxies et de particules de DM, $\sigma_{\text{gals}}(r)$ et $\sigma_{\text{DM}}(r)$ respectivement, en fonction de leur séparation. La vitesse d'une galaxie est donnée par celle de la particule de DM à laquelle elle est associée, et il n'y a pas de lissage. Dans les deux cosmologies, $\sigma_{\text{gals}}(r) \sim \sigma_{\text{DM}}(r)$, et les résultats sont en accord avec les observations du *CfA2N*.

Le biais par rapport à la DM à $z = 0$ de l'*ensemble* des galaxies est négligeable dans les deux modèles, particulièrement aux grandes échelles ($r > 4 h^{-1}$ Mpc). K99 ne trouvent pas d'évidence pour une ségrégation marquée en luminosité, sur la base de la fonction de corrélation. Ceci s'explique par leur normalisation brillante et par le fait qu'ils sont limités par leur résolution dans le domaine des faibles luminosités à L_* . Par contre, ils mettent en évidence une ségrégation par la couleur : les galaxies rouges sont davantage corrélées que les galaxies à fort taux de formation stellaire qui sont principalement les galaxies centrales des halos de masse $M \leq M_*$, ceci surtout aux petites échelles. Pour ces échelles, c'est bien sûr aussi dû à la contribution des satellites des amas massifs, particulièrement rouges suite à l'arrêt de la formation stellaire par l'utilisation de tout leur gaz froid.

Deuxième partie : le paradigme standard de formation et d'évolution des galaxies

Je vois ces effroyables espaces de l'univers qui m'enferment, et je me trouve attaché à un coin de cette vaste étendue, sans que je sache pourquoi je suis plutôt placé en ce lieu qu'en un autre ...

Blaise Pascal, *Pensées*

Les simulations *contraintes gaussiennes* présentées dans cette partie ont pour objectif principal de valider les techniques numériques de représentation et de reproduction de la population des galaxies dans le voisinage cosmologique de la Voie Lactée, jusqu'à un rayon de $cz \sim 8000 \text{ km s}^{-1}$ environ. De plus, elles permettent de confronter, dans une certaine mesure, le modèle "standard" Λ CDM à un exemple d'univers EdS (τ CDM), sur la base d'observations bien maîtrisées de la distribution des galaxies proches, en s'affranchissant des problèmes liés à la variance cosmique. Compte tenu du nombre de paramètres libres des modèles semi-analytiques et des hypothèses qui y sont faites, il est ambitieux de vouloir aboutir rapidement à une conclusion définitive qui permette d'invalider l'une ou l'autre des cosmologies, voire le paradigme CDM gaussien dans son ensemble. Néanmoins, à terme, c'est l'une des possibilités *indirectes* de ces simulations, par exemple grâce aux méthodes d'estimation de Ω_0 par les champs des vitesses particulières des galaxies, que les présentes simulations permettent de calibrer. Dans l'immédiat, nos simulations contraintes peuvent affiner notre modélisation de la formation et de l'évolution des galaxies, et aborder des problèmes plus spécifiques, par exemple, la population actuelle des vides ou l'histoire de la population des amas locaux.

Le premier chapitre décrit la construction des conditions initiales de ces deux simulations, ainsi que les paramètres utilisés au niveau de l'algorithme à N corps non collisionnel. On donne les premiers résultats sur la distribution de la matière noire à $z = 0$.

Le suivi de la formation des galaxies selon les méthodes semi-analytiques décrites dans la partie de rappels est abordé dans le deuxième chapitre. On s'intéressera en particulier à la normalisation adoptée et à sa dépendance par rapport aux variations des paramètres libres. Les populations actuelles des galaxies obtenues dans les simulations seront étudiées avec des statistiques très simples.

Les deux chapitres qui suivent détaillent respectivement des comparaisons plus ciblées avec les observations, d'abord au niveau des amas locaux, puis des catalogues de galaxies comme le *PSCz* ou l'*UZC*. On s'intéressera particulièrement au biais des galaxies et à la corrélation entre les catalogues artificiels et les galaxies observées.

Ensuite, on utilisera les catalogues semi-analytiques pour aborder, du point de vue des simulations et dans la limite de résolution disponible, un problème *potentiel* rencontré par les modèles CDM : la population des galaxies dans les vides.

Enfin, les deux derniers chapitres d'une part étendent les prédictions à des redshifts plus élevés, et donnent ainsi une vision qualitative de l'évolution de la distribution de certains types spécifiques de galaxies (LBG, hôtes des QSO), et d'autre part complètent la modélisation semi-analytique de Kauffmann et al. (1999a) au niveau du traitement du refroidissement du

gaz, de la représentation de l'évolution chimique, et du modèle de formation stellaire utilisé lors des fusions de galaxies.

1

Simulations locales contraintes de matière noire

Résumé

Les simulations de matière noire présentées ci-dessous constituent le squelette sur lequel les techniques de calcul semi-analytiques de formation des galaxies seront greffées, comme expliqué dans la partie de rappels, et qui produisent les catalogues de galaxies analysés dans les chapitres suivants. Ces simulations utilisent plus de 70 millions de particules dans chacune des cosmologies (Λ CDM et τ CDM), qui permettent de suivre l'évolution lumineuse et morphologique de toutes les objets plus brillants que le Grand Nuage de Magellan dans un rayon de 8000 km s^{-1} autour de la Voie Lactée. Les conditions initiales sont obtenues suivant une technique développée par Kolatt et al. (1996). Un relevé de galaxies avec une couverture céleste maximale est lissé intensivement sur une grande distance pour obtenir une estimation du champ de densité des galaxies dans un volume sphérique autour de la Voie Lactée. Le champ de surdensité des galaxies est ensuite supposé linéairement biaisé par rapport au champ sous-jacent de surdensité de la masse. A grand redshift, on détermine alors le champ de densité de masse linéaire filtré, qui évolue par gravité pour former la distribution de masse déduite des observations à $z = 0$, aux points d'échantillonnage. Les conditions initiales des simulations consistent en une réalisation d'un champ aléatoire gaussien, avec un spectre de puissance CDM, contraint de sorte que lorsqu'il est lissé, il correspond au champ de densité visé à grand z . Les simulations évoluées à partir de ces conditions initiales reproduisent la structure de l'Univers Local à grande échelle, mais ont les caractéristiques du modèle CDM aux petites échelles, où le champ de densité des galaxies du relevé n'impose pas de contraintes.

1.1 Construction des conditions initiales

Les conditions initiales des deux simulations contraintes ont été déduites par Gerard Lemson. On reprend ici le schéma qui a été utilisé et on étudie brièvement l'effet de la longueur de lissage appliquée au catalogue de galaxies observé à $z = 0$ pour construire les champs de densité initiaux. Pour ceci, on calcule d'une part la variation de l'écart-type du champ de densité simulé final, échantillonné au même niveau que le catalogue utilisé, après lissage par un filtre gaussien de rayon R_{gauss} . D'autre part, on donne la variation en fonction de R_{gauss} du coefficient de corrélation entre le champ initial de densité, échantillonné puis évolué jusqu'à $z = 0$ sous l'approximation de Zel'dovich, et les catalogues observés *IRAS* et *PSCz*.

1.1.1 Contraintes sur un champ aléatoire gaussien

Le plus souvent, les simulations cosmologiques des modèles CDM sont initialisées avec une réalisation aléatoire d'un champ de surdensité gaussien linéaire à grand z , de moyenne nulle et de spectre de puissance théorique $P_{\text{th}}(k)$. Ce champ est utilisé comme point de départ dans l'approximation de Zel'dovich décrite dans la partie précédente. La seule condition est que le spectre de puissance $\langle P(k) \rangle$ moyenné sur l'ensemble de ces réalisations soit égal à l'espérance théorique $P_{\text{th}}(k)$ comme par exemple le spectre CDM.

Ici, la liste des $i = 1, N_c$ contraintes imposées aux conditions initiales pour obtenir, à l'époque actuelle, dans les simulations de DM, des structures à grande échelle qui soient similaires à celles observées est imposée par le redshift survey *IRAS* à 1.2 Jy (Fisher et al. 1995). Après avoir déterminé la position $\vec{x}_{c,i}$ et l'amplitude $\delta_{c,i}$ (valeur de la surdensité de DM aux points d'échantillonnage) de ces contraintes au redshift initial, l'algorithme de Hoffman & Ribak (1991, 1992, par la suite HR91) est employé : il permet de contraindre un ensemble de réalisations d'un champ aléatoire gaussien.

L'algorithme de HR91 est tel qu'aux points de contraintes $\vec{x}_{c,i}$, chaque champ de l'ensemble a par construction les mêmes valeurs cibles. De plus, le spectre de puissance moyenné sur l'ensemble est égal à l'espérance théorique $P_{\text{th}}(k)$. Formellement, si $\bar{\delta}(\vec{x})$ est une réalisation non-contrainte du champ de surdensité de spectre $P_{\text{th}}(k)$ et de moyenne nulle, HR91 écrivent le champ contraint $\delta_{\text{tot}}(\vec{x})$ selon :

$$\delta_{\text{tot}}(\vec{x}) = \bar{\delta}(\vec{x}) + \xi_i(\vec{x}) \xi_{ij}^{-1} [\delta_{c,j} - \bar{\delta}(\vec{c}_j)] \quad (1.1)$$

où ξ est la fonction de corrélation théorique du champ non contraint, ξ_{ij} et ξ_i sont respectivement la matrice et le vecteur avec pour composantes :

$$\xi_{ij} = \xi(|\vec{c}_i - \vec{c}_j|) \quad \text{et} : \quad \xi_i(\vec{x}) = \xi(|\vec{c}_i - \vec{x}|) \quad (1.2)$$

Ganon & Hoffman (1993) appliquent l'algorithme de HR91 pour reconstruire le champ de densité de l'Univers Local, avec un spectre de puissance SCDM et des contraintes obtenues avec le potentiel des *vitesses propres* des données POTENT90. Ils retrouvent le champ de *densité* de POTENT90. van de Weygaert & Bertschinger (1996) proposent une application plus complexe de HR91 : ils réalisent simultanément un champ de vitesses et un champ de densité, qui ensemble, et sous l'approximation linéaire, satisfont des contraintes physiques

plus riches que la seule surdensité à chaque point d'échantillonnage (par exemple les termes de marée).

1.1.2 L'algorithme de Kolatt et al. (1996)

Kolatt et al. (1996, ci-après K96) *intègrent* la technique de HR91, limitée à contraindre un champ gaussien de moyenne nulle et de spectre connu, dans le processus de reconstruction des conditions initiales de simulations à N corps à partir du redshift survey *IRAS* à 1.2 Jy. Leur but est la construction de catalogues artificiels de vitesses particulières qui soient les plus proches possible des observations locales, similaires à *Mark III* par exemple, en vue de tester et calibrer les méthodes de reconstruction telles que POTENT. Le procédé de K96 est utilisé dans nos simulations contraintes pour obtenir les conditions initiales. Notons que Bistolas & Hoffman (1998) proposent une technique analogue. Les étapes principales de K96 sont :

1. obtention d'un champ de densité quasi-linéaire : il est déduit en lissant le redshift survey *IRAS* à 1.2 Jy par :

- (1) un filtre de Wiener modifié : Filtre à Préservation de Puissance ou FPP pour atténuer le bruit aux distances élevées où le survey limité en flux n'échantillonne que rarement le champ de densité. Le FPP prend la forme :

$$F_{\text{FPP}}(k) = \sqrt{\frac{P_{\text{IRAS}}(k)}{P_{\text{IRAS}}(k) + N^2}} \quad (1.3)$$

où $P_{\text{IRAS}}(k)$ est le spectre de puissance mesuré sur le survey *IRAS* à 1.2 Jy lui-même.

- puis (2) par un filtre gaussien $W_1(k)$ de dispersion uniforme $R_1 = 5 h^{-1}$ Mpc. Le choix de R_1 est aussi imposé par l'atténuation nécessaire du bruit, et donc par la densité des galaxies du survey aux distances les plus éloignées de la Voie Lactée, et par l'extension maximale des régions masquées du survey *IRAS*, qui fixe aussi une longueur de lissage minimale.
2. extrapolation à rebours : de $z = 0$ jusqu'au redshift z_{init} de départ de la simulation. Elle utilise l'équation de Zel'dovich-Bernoulli sous sa forme eulérienne, exprimée pour le potentiel des vitesses, qui est facilement relié au potentiel gravitationnel dans le régime quasi-linéaire. Cette équation ne tient pas compte des modes décroissants avec le temps des perturbations, qui sont aussi solution des équations d'instabilité gravitationnelle : ces modes, pris à rebours, amplifieraient le bruit de Poisson qui est présent dans les données à $z = 0$, et aboutiraient à des conditions initiales très dégradées.
 3. "gaussianisation" des contraintes : à ce niveau, la DP de la surdensité obtenue au redshift initial n'est pas gaussienne. Cette déviation est due principalement à l'application du FPP, et augmente avec la distance à la Voie Lactée. Pour rétablir la forme gaussienne de la DP, mesurée sur par exemple $j = 1, N_i$ points dans chaque coquille sphérique i , K96 appliquent indépendamment une transformation $\delta_{i,j} \rightarrow \delta_{i,j,\text{gauss}}$ qui préserve l'ordre des $\delta_{i,j}$ classés par surdensités croissantes. Ceci aboutit à une DP du champ *initial* des contraintes $\delta_c(\vec{x})$ qui est raisonnablement gaussienne sur l'ensemble du volume simulé.

4. application de l'algorithme de HR91 : pour obtenir le champ de densité initial contraint, K96 utilisent l'algorithme de HR91 du paragraphe précédent, avec (1) les contraintes gaussiennes obtenues de l'échantillonnage régulier du champ $\delta_c(\vec{x})$ sur une grille cubique, et (2) le spectre de puissance *a priori* $P_{\text{libre, lissé}}(k) = P_{IRAS}(k) W_2^2(k)$, avec $W_2(k)$ une fenêtre de filtrage, par exemple une gaussienne de longueur de filtrage $R_2 = 5 h^{-1}$ Mpc. Notons que la reconstruction se fait dans l'espace eulérien réel, et non celui des redshifts.

Le champ de densité initial contraint sera noté $\delta_{\text{tot}}(\vec{x})$, et comme on l'a vu il est la somme d'une partie contrainte et d'une partie "libre" correspondant au spectre de puissance ajouté et qui est l'équivalent du champ non contraint $\bar{\delta}(\vec{x})$ dans l'équation 1.1. Le choix de R_2 est arbitraire. En fait, puisque l'algorithme de HR91 est linéaire au niveau des champs, il est tout à fait possible de prendre $R_2 < R_1$, ou même de choisir un champ non contraint $\bar{\delta}(\vec{x})$ dont le spectre de puissance est composé d'une partie "IRAS" à $R_2 > 5 h^{-1}$ Mpc et d'une partie "CDM" aux échelles $R_2 \leq 5 h^{-1}$ Mpc, en calculant les corrélations ξ en conséquence.

L'équation 1.1 s'écrit alors :

$$\delta_{\text{tot}}(\vec{x}) = \bar{\delta}_{IRAS}(\vec{x}) + \bar{\delta}_{\text{CDM}}(\vec{x}) + \xi_i(\vec{x}) \xi_{ij}^{-1} [\delta_j - \bar{\delta}(\vec{c}_j)] \quad (1.4)$$

Pour les conditions initiales des simulations contraintes étudiées ici : le champ de densité initial est séparé en (1) une partie "basse résolution" avec dans ce cas égalité des deux dispersions de filtrage gaussiennes $R_1 = R_2 = 5 h^{-1}$ Mpc, un spectre de puissance respectivement Λ CDM ou τ CDM, et la liste des contraintes obtenues par IRAS et (2) une partie "haute résolution", non contrainte, qui contient toute la puissance à petite échelle :

$$\delta_{\text{BR}}(\vec{x}) = \bar{\delta}_{\text{CDM, grandes échelles}}(\vec{x}) + \xi_i(\vec{x}) \xi_{ij}^{-1} [\delta_j - \bar{\delta}(\vec{c}_{IRAS, j})] \quad (1.5)$$

$$\delta_{\text{HR}}(\vec{x}) = \bar{\delta}_{\text{CDM, petites échelles}}(\vec{x}) \quad (1.6)$$

qui sont additionnées en zone à haute résolution (voir *infra* 1.2.1) selon :

$$\delta_{\text{tot}}(\vec{x}) = \delta_{\text{BR}}(\vec{x}) + \delta_{\text{HR}}(\vec{x}) \quad (1.7)$$

5. application éventuelle d'un biais linéaire et indépendant de l'échelle b : $\delta_{\text{tot, final}}(\vec{x}) = b \delta_{\text{tot}}(\vec{x})$ si on estime que les galaxies du catalogue utilisé pour la construction des conditions initiales sont simplement linéairement biaisées par rapport à la distribution de masse sous-jacente.
6. calcul des conditions initiales de la simulation : à partir de $\delta_{\text{tot}}(\vec{x})$, il est trivial d'obtenir les déplacements et les vitesses initiales en utilisant l'approximation de Zel'dovich.

1.1.3 Le redshift survey IRAS à 1.2 Jy

On vérifie *a posteriori* dans ce paragraphe quelques aspects du redshift survey IRAS à 1.2 Jy : on se place à $z = 0$. Dans un premier temps, on s'intéresse au choix de la longueur

de filtrage R_1 utilisée pour obtenir le *champ* des contraintes, qui sera ensuite échantillonné pour fournir la *liste* des contraintes. En deuxième lieu, on calcule le coefficient de corrélation du champ lissé des densités observées par *IRAS* avec les conditions initiales de nos simulations contraintes, une fois réalisées, échantillonnées puis déplacées jusqu'à $z = 0$ en utilisant l'approximation de Zel'dovich. On se limitera dans ce qui suit à la simulation contrainte du modèle Λ CDM; la longueur de lissage appliquée à τ CDM est identique.

Les données du redshift survey *IRAS* à 1.2 Jy sont obtenues ici comme sous-ensemble du catalogue *PSCz*. Ce dernier est une extension du redshift survey *IRAS*, initialement limité à 1.2 Jy, jusqu'à une limite de flux de 0.6 Jy, et publiquement disponible : Saunders et al. 2000¹. Les flux sont mesurés à $60\mu\text{m}$, voir aussi la section 4.1.1 du chapitre 4 ci-dessous.

Dans un rayon de $cz = 8000 \text{ km s}^{-1}$ autour de la Voie Lactée, le catalogue *PSCz* contient 6876 sources identifiées comme galaxies, disposant d'un redshift mesuré avec une qualité suffisante, et d'une contrepartie optique. Parmi ces galaxies, 3277 ont un flux dans l'IRL supérieur à 1.2 Jy. La distance interparticulaire moyenne correspondante est de $8.7 h^{-1} \text{ Mpc}$.

On construit pour la suite deux champs de densité, $\delta_{IRAS}(\vec{x})$ et $\delta_{\Lambda\text{CDM}}(\vec{x})$:

- $\delta_{IRAS}(\vec{x})$ est obtenu à partir de ces $N_{\text{gals}} = 3277$ galaxies, placées par une méthode "CIC" (voir Hockney & Eastwood 1988) sur les N_{CIC} noeuds d'une grille régulière cubique de taille de cellule $l_{\text{cell}} \sim 1.25 h^{-1} \text{ Mpc}$, en pondérant chaque galaxie par l'inverse de la fonction de sélection de Saunders et al. (1990).
- $\delta_{\Lambda\text{CDM}}(\vec{x})$ est directement issu de la simulation contrainte Λ CDM : il est obtenu en échantillonnant de façon aléatoire la distribution finale de matière, après exécution de la simulation, dans $cz \leq 8000 \text{ km s}^{-1}$, pour sélectionner $\sim N_{\text{gals}}$ particules. Ces particules sont réparties, sans pondération, avec la même technique CIC sur une grille similaire à la précédente.

Les deux grilles de densité sont ensuite lissées avec un filtre gaussien passe-bas de dispersion R_{gauss} . La Fig. 1.1 compare la variation de l'écart-type σ mesurée sur $\delta_{IRAS, \text{liissé}}$ (courbe continue) et sur $\delta_{\Lambda\text{CDM, liissé}}$ (tirets), en fonction du rayon de lissage du filtre. A toutes les échelles, la puissance de $\delta_{\Lambda\text{CDM, liissé}}$ a été multipliée par un facteur 1.4, que l'on peut considérer comme un bias linéaire indépendant d'échelle.

Les deux courbes sont remarquablement similaires. Alors que le bruit de Poisson domine pour $R_{\text{gauss}} \lesssim 3 h^{-1} \text{ Mpc}$ où la puissance diverge, la variation pour $R_{\text{gauss}} \gtrsim 7 h^{-1} \text{ Mpc}$ est évidemment due à la coupure d'un nombre croissant de modes de perturbations de densité.

Dans un deuxième temps, on définit le coefficient de corrélation de deux champs $\delta_1(\vec{x})$ et $\delta_2(\vec{x})$, échantillonnés aux mêmes points \vec{x}_i (pour $i = 1, N_{\text{CIC}}$), en notant $\bar{\delta}_1$ et σ_1 (resp. $\bar{\delta}_2$, σ_2) la moyenne et l'écart-type du premier (resp. deuxième) champ par exemple selon :

$$\rho_{12} = \frac{1}{\sigma_1 \sigma_2} \left[\left(\sum_{i=1, N_{\text{CIC}}} \delta_1(\vec{x}_i) \delta_2(\vec{x}_i) \right) - \bar{\delta}_1 \bar{\delta}_2 \right] \quad (1.8)$$

Pour $\delta(\vec{x})$, on prendra successivement :

¹http://www-astro.physics.ox.ac.uk/~wjs/psc_z_data.html

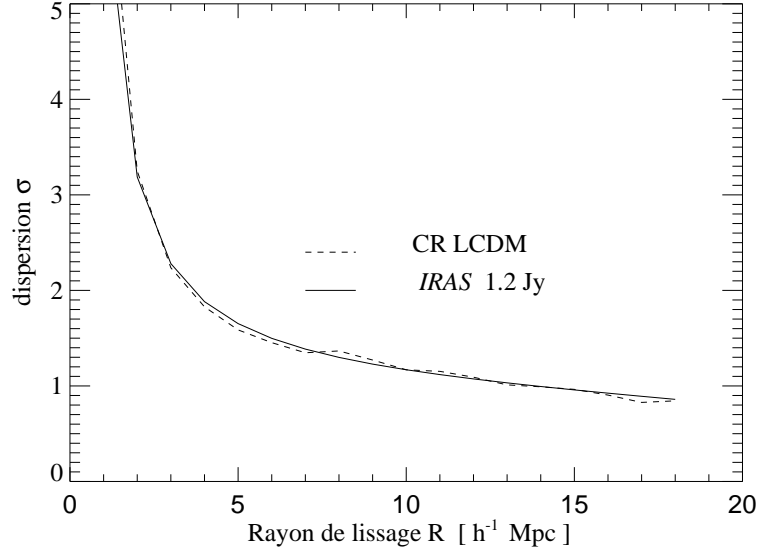


Fig. 1.1: Variation de l'écart-type $\sigma(R_{\text{gauss}})$ en fonction du rayon de lissage (écart-type) du filtre R_{gauss} . La variance est mesurée sur les champs de densité $\delta_{IRAS,\text{lissé}}$ (courbe continue) et $\delta_{\Lambda\text{CDM},\text{lissé}}$ (tirets), après multiplication de ce dernier par un facteur de biais de 1.4 .

- $\delta_{IRAS,R}$, $\delta_{PSCz,R}$ et $\delta_{\Lambda\text{CDM},R}$, qui sont les champs de densité obtenus à $z = 0$ et lissés avec un filtre gaussien de dispersion R
- $\delta_{IRAS,10}$, $\delta_{PSCz,10}$ et $\delta_{\Lambda\text{CDM},10}$, lissés avec une dispersion de $10 h^{-1}$ Mpc, qui seront utilisés pour “normaliser” les coefficients d'autocorrélation, et vérifier l'effet du filtrage sur la représentation des modes d'un unique champ de densité

On calcule les coefficients de corrélation pour diverses échelles de filtrage R . Contrairement à la Figure précédente, le champ de densité à $z = 0$ $\delta_{\Lambda\text{CDM}}$ est obtenu en extrapolant les déplacements de l'approximation de Zel'dovich de z_{init} jusqu'à $z = 0$, avec un nombre de particules semblable au nombre de galaxies dans le catalogue *IRAS* ou *PSCz* auquel il est comparé, et sélectionnées dans $cz \lesssim 8000 \text{ km s}^{-1}$. L'extrapolation sur la grille cubique est effectuée comme pour le calcul de la dispersion $\sigma(R_{\text{gauss}})$ ci-dessus.

Le panneau gauche de la Fig. 1.2 donne la variation avec R du coefficient de corrélation $\rho_{12}(R)$ en considérant successivement pour les champs 1 et 2 : (1) $\delta_{IRAS,R}$ et $\delta_{IRAS,10}$ (courbe continue), (2) $\delta_{\Lambda\text{CDM},R}$ et $\delta_{\Lambda\text{CDM},10}$ (tirets) et (3) $\delta_{\Lambda\text{CDM},R}$ et $\delta_{IRAS,R}$ (courbe alternée). Le panneau droit de la Fig. 1.2 compare les mêmes champs, mais pour le catalogue *PSCz*, pour vérifier l'influence de l'échantillonnage du catalogue : le *PSCz* contient deux fois le nombre de galaxies de l'échantillon *IRAS*. Les courbes sont très similaires dans les deux cas.

Le coefficient d'autocorrélation permet d'estimer simplement dans quelle mesure deux distributions de particules tracent le même champ de densité sous-jacent. Les courbes correspondantes sont données comme références : le coefficient de corrélation est maximal évidemment à une valeur unité à $10 h^{-1}$ Mpc, il décroît rapidement aux R inférieurs : par exemple $\delta_{\Lambda\text{CDM},R}$

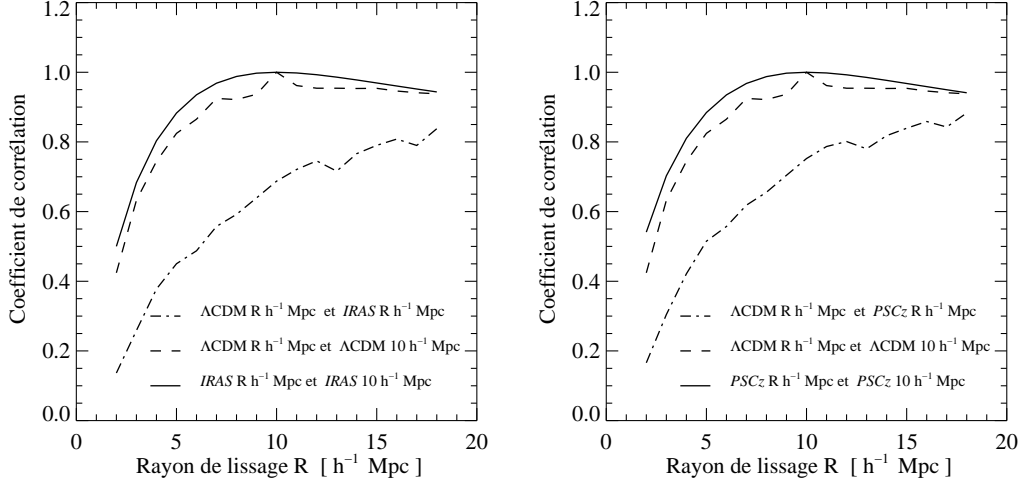


Fig. 1.2: Variation du coefficient de corrélation entre les champs de densité *IRAS*, *PSCz* (observés et sélectionnés dans $cz \leq 8000 \text{ km s}^{-1}$) et les conditions initiales de la simulation ΛCDM extrapolées à $z = 0$, en fonction du rayon de lissage gaussien du champ de densité. Les catalogues *IRAS* et *PSCz* sont à gauche et à droite respectivement.

laisse apparaître davantage de modes de perturbation que $\delta_{\Lambda\text{CDM},10}$, et le bruit de Poisson y est aussi supérieur. Le coefficient d'autocorrélation décroît également à $R > 10 h^{-1} \text{ Mpc}$, pour une raison exactement opposée : c'est $\delta_{\Lambda\text{CDM},10}$ qui montre davantage de structures que $\delta_{\Lambda\text{CDM},R}$: le bruit de Poisson est négligeable à ces échelles de lissage. Cependant, la décroissance est plus lente qu'à $R < 10 h^{-1} \text{ Mpc}$, et la corrélation reste élevée ($\rho_{12} \sim 0.9$). Le coefficient de corrélation croisée entre $\delta_{\Lambda\text{CDM},R}$ et $\delta_{\text{IRAS},R}$ décroît de façon monotone depuis $\rho_{12} \sim 0.8$ à $R \sim 15 h^{-1} \text{ Mpc}$, jusqu'à $\rho_{12} \sim 0.5$ à $R \sim 5 h^{-1} \text{ Mpc}$, la longueur R_1 de filtrage du catalogue, où la courbe s'infléchit.

On conclut de ces trois Figures que l'extrapolation par approximation de Zel'dovich des conditions initiales des simulations conduit à un champ de densité en accord raisonnable avec celui déduit du catalogue *IRAS*, sur des échelles de filtrage du catalogue et des conditions initiales supérieures à $R_1 = 5 h^{-1} \text{ Mpc}$.

1.2 Evolution de la matière noire

On précise dans cette section la construction de la distribution initiale de matière des simulation contraintes, qui combine des particules à basse et à haute résolution. On revient aussi brièvement sur les paramètres des simulations et sur leur exécution effectuée par Volker Springel avec son code *GADGET*.

1.2.1 Répartition initiale des particules

Les conditions initiales sont réalisées en reprenant la procédure de K96 expliquée ci-dessus en 1.1.2, qui intègre l’algorithme de HR91 appliqué aux contraintes du redshift survey *IRAS* à 1.2 Jy. En particulier, on rappelle que dans ce schéma $R_1 = 5 h^{-1}$ Mpc et que les spectres de puissance *a priori* sont ceux des modèles Λ CDM et τ CDM.

En bref, le champ de *déplacement* initial à basse fréquence (“basse résolution”), contraint, $\vec{d}_{\text{BR}}(\vec{x})$, est réalisé sur une grille de taille 256^3 . Le champ obtenu par la procédure analogue à celle de K96 est (1) périodique sur un cube de simulation de côté $240 h^{-1}$ Mpc, (2) aléatoire gaussien avec une puissance par mode égale à celle attendue pour la cosmologie choisie, entre le mode fondamental $k_0 = 2\pi/L$ et $64 k_0$ et (3) contraint de sorte qu’après un lissage gaussien de dispersion $5 h^{-1}$ Mpc, il reproduise les valeurs cibles dans une sphère de rayon $80 h^{-1}$ Mpc centrée sur le cube de simulation.

Ce champ à basse fréquence est complété par un champ de déplacement à haute fréquence $\vec{d}_{\text{HR}}(\vec{x})$, non contraint, obtenu sur un cube de côté $80 h^{-1}$ Mpc avec une réalisation d’un champ aléatoire gaussien dont la puissance par mode est égale à celle attendue dans la cosmologie Λ CDM ou τ CDM, entre les pulsations $64 k_0$ et $2\pi/(2 l_{\text{inter,HR}}) = 343 k_0$, où $l_{\text{inter,HR}} \sim 0.3 h^{-1}$ Mpc est la séparation moyenne entre deux particules de la zone à haute résolution (voir ci-dessous). Ce cube est répliqué 27 fois pour obtenir un champ de déplacement à haute fréquence partout dans le cube de côté $240 h^{-1}$ Mpc.

Puisque la version du code d’intégration utilisée admet des conditions aux limites libres, elle est particulièrement adaptée à des volumes de simulation approximativement sphériques. Une distribution initiale de particules de résolution variable par leur masse est donc créée à l’intérieur d’une sphère de rayon $240 h^{-1}$ Mpc $\times \sqrt{3}/2 = 207.85 h^{-1}$ Mpc comme suit.

Dans un premier temps, le cube de côté $240 h^{-1}$ Mpc est peuplé avec une distribution “vitreuse” de particules de basse résolution (c.f. 4.2.4 et White 1996). Ce cube est alors bordé de réplifications périodiques, puis une grande sphère en est extraite, centrée sur le cube initial, et de diamètre égal à la diagonale du cube. Elle constitue la région finale qui sera simulée. Dans cette sphère, toutes les particules qui, avec le déplacement de Zel’dovich calculé jusqu’à $z = 0$, aboutiraient finalement à moins de $80 h^{-1}$ Mpc du centre à $z = 0$, sont remplacées par une région de même taille et de même forme obtenue à partir d’une distribution vitreuse de particules avec une longueur de séparation inter-particule moyenne de $0.35 h^{-1}$ Mpc. Les masses des particules sont ajustées pour retrouver la densité moyenne correcte dans chacune des deux régions.

Finalement, les déplacements initiaux des particules, et leurs vitesses, dans l’approximation de Zel’dovich, sont créés à $z = 50$ en interpolant :

- la somme des champs de déplacement à basse et à haute résolution $\vec{d}_{\text{tot}}(\vec{x}) = \vec{d}_{\text{BR}}(\vec{x}) + \vec{d}_{\text{HR}}(\vec{x})$ au niveau des particules à haute résolution
- le champ de déplacement à basse résolution seul au niveau des particules à basse résolution, de masse plus élevée.

Le champ de déplacement à basse résolution est aussi répliqué périodiquement pour permettre de déplacer les particules qui sont hors du cube central de côté $240 h^{-1}$ Mpc.

Tab. 1.1: Paramètres numériques des simulations contraintes de matière noire, dans les cosmologies Λ CDM et τ CDM. N_{HR} , N_{BR} , M_{HR} , M_{BR} et $r_{\text{soft,HR}}$, $r_{\text{soft,BR}}$ donnent le nombre, la masse (en unités $h^{-1} M_{\odot}$) et la longueur de lissage gravitationnel physique (en unités h^{-1} kpc) pour les particules à haute et à basse résolution, respectivement.

| Modèle | N_{HR} | M_{HR} | $r_{\text{soft,HR}}$ | N_{BR} | M_{BR} | $r_{\text{soft,BR}}$ |
|---------------|------------------|-----------------------|----------------------|--------------------|----------------------|----------------------|
| Λ CDM | 51×10^6 | 0.36×10^{10} | 20 | 20.5×10^6 | 1.4×10^{11} | 120 |
| τ CDM | 53×10^6 | 1.2×10^{10} | 20 | 20.4×10^6 | 4.8×10^{11} | 120 |

1.2.2 Paramètres numériques des simulations

La table 1.1 rappelle les paramètres des simulations contraintes, et donne la masse des particules dans les deux zones de résolution.

Initialement, les deux simulations ont une longueur de lissage gravitationnel $l_{\text{liss,com}}$ maintenue fixe en coordonnées *comobiles*, à 70 et 420 h^{-1} kpc pour les particules à haute et basse résolution respectivement. Lorsque les longueurs *physiques* associées $l_{\text{liss,phys}}$ ont atteint 20 h^{-1} kpc et 120 h^{-1} kpc respectivement, elles ont été gardées constantes physiquement à ces valeurs.

Les simulations ont été effectuées par Volker Springel avec la version parallèle de GADGET. Pour la simulation Λ CDM, l'intégration du mouvement d'une particule dans les régions les plus denses de la zone à haute résolution a nécessité typiquement ~ 75000 pas de temps adaptatifs pour atteindre $z = 0$ depuis $z = 50$. Le nombre de pas de temps entiers équivalents (le nombre total de forces calculées divisé par le nombre de particules) était beaucoup plus petit cependant, de l'ordre de 400. Les deux cosmologies ont été simulées sur 512 processeurs sur le CRAY T3E au centre de calcul (RZG) de la société Max-Planck à Garching. La simulation Λ CDM a requis environ 104 heures-par-processeur pour atteindre $z = 0$. La consommation totale de temps CPU s'est chiffrée à environ 50000 heures, alors que la simulation τ CDM a été plus rapide : le développement des structures non-linéaires y est plus tardif. Les positions et les vitesses des particules ont été sauvegardées à 41 dates logarithmiquement espacées en paramètre d'expansion à partir de $z = 10.42$ jusqu'à $z = 0$.

1.3 Distribution finale de DM à $z = 0$

La Fig. 1.3 montre la distribution de la matière noire à $z = 0$, dans les modèles Λ CDM et τ CDM. La région projetée est une tranche d'épaisseur 30 h^{-1} Mpc, parallèle au plan supergalactique et s'étendant dans $[-15, +15] h^{-1}$ Mpc en SGZ. Le côté de la tranche a une longueur de 180 h^{-1} Mpc, avec la Voie Lactée en son centre. Il est facile d'identifier les structures locales connues, en particulier, la région du Grand Attracteur, l'amas de Coma et une petite partie du "Grand Mur", le filament du superamas de Pisces-Perseus, et le Vide Local. La plupart des autres amas locaux riches, incluant Virgo, peut aussi être identifiée, bien que la taille de la fenêtre de lissage utilisée pour générer les conditions initiales soit largement supérieure à celle d'un amas massif, et que les galaxies de ces amas sont typiquement sous-représentées dans le redshift survey *IRAS* à 1.2 Jy.

Sur la Fig. 1.3, la résolution de la région circulaire centrale de rayon $80 h^{-1}$ Mpc, où les structures sont représentées par les particules de matière de faible masse, *ne peut pas* être distinguée des coins de l’image, qui correspondent en fait à la zone à basse résolution avec des particules de masse élevée : pour obtenir une meilleure impression visuelle, on a remplacé les particules de basse résolution par une population appropriée de particules à haute résolution, avant de calculer l’image.

Dans le reste de la thèse, on ne considèrera toutefois que l’analyse de la région centrale, et on exclura de l’étude les quelques halos de matière noire qui sont à proximité de la zone de transition, et qui peuvent être *contaminés* par des particules de basse résolution. Leur masse 40 fois supérieure à celle des particules de haute résolution peut facilement provoquer un regroupement voire même des halos artificiels de particules HR. Le critère, empirique, de contamination est la présence d’au moins une particule de basse résolution à moins de $3 R_{200}$ de la PPL du halo. On relâchera ce critère dans le chapitre 6 de cette partie, lors de l’analyse du modèle τ CDM à grand redshift.

Comme premier test que nos simulations reproduisent correctement le niveau de structure à petite échelle attendue dans chacune des cosmologies, la Fig. 1.4 compare la fonction de masse (FM) des halos à $z = 0$ avec la prédiction de Jenkins et al. (2001, par la suite J01), obtenue sur un grand nombre de simulations non contraintes. Comme décrit dans les chapitres 3 et 4 de la partie de rappels, les halos sont identifiés dans les simulations avec un algorithme de recherche FOF. On voit que l’approximation analytique de J01 décrit aussi très bien la FM des halos des simulations contraintes, aux masses $M \lesssim M_*$: on peut rappeler qu’aucun paramètre n’a été ajusté dans cette comparaison. Des différences significatives n’apparaissent que pour les halos les plus massifs, vraisemblablement une conséquence des contraintes imposées aux conditions initiales.

La signature des contraintes imposées sur la structure à grande échelle apparaît également sur les fonctions d’autocorrélation de la DM, qui sont comparées aux résultats des simulations *GIF* non contraintes, sur la Fig. 1.5. Les courbes continue et en tirets correspondent à la simulation contrainte Λ CDM et à la simulation non contrainte *GIF* Λ CDM. Les courbes en traits alternés et en pointillés montrent $\xi(r)$ pour les simulations τ CDM contraintes et *GIF* respectivement. Mis à part un bias sensiblement indépendant de l’échelle entre les deux cosmologies, assez semblable pour les simulations *GIF* et les simulations contraintes, et qui est associé à la normalisation différente entre Λ CDM et τ CDM pour retrouver la même abondance d’amas massifs, la comparaison qualitative entre les cas contraints et non-contraints est analogue pour les deux cosmologies, et montre qu’aux petites échelles, l’amplitude de la corrélation est similaire, alors qu’aux grandes échelles, les simulations contraintes sont davantage corrélées. Comme dans le cas de la fonction de masse, c’est probablement le reflet de la reproduction forcée des structures locales.

1.4 Conclusion

On a décrit la réalisation des conditions initiales contraintes des simulations de DM à partir du redshift survey *IRAS* à 1.2 Jy et de l’algorithme de HR91, intégré dans la procédure de K96. L’évolution des deux modèles cosmologiques depuis $z = 50$ a été conduite avec un code “arborescent” parallèle, et a mobilisé des ressources informatiques importantes. En considérant simplement la distribution de la matière noire autour du plan supergalactique,

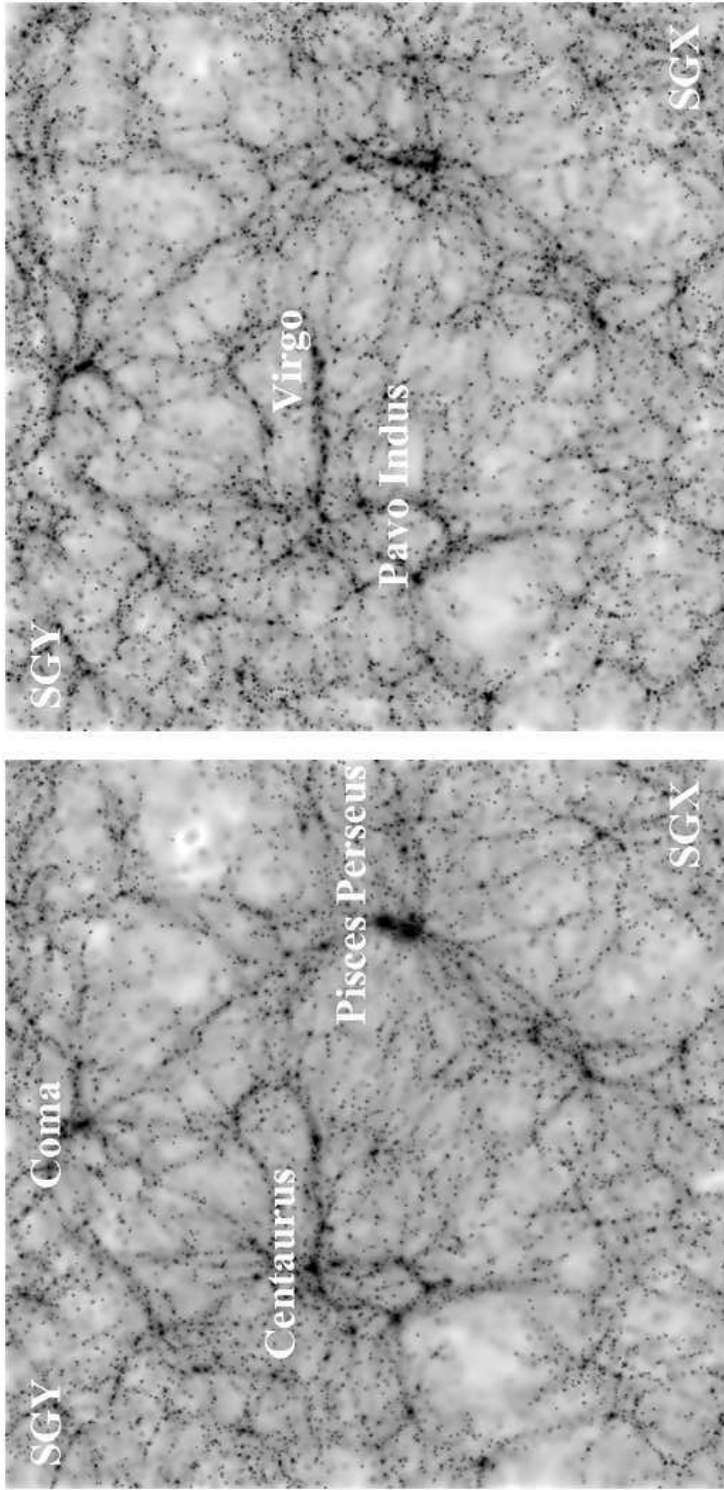


Fig. 1.3: La distribution de matière noire dans une tranche de simulation à $z = 0$. Les modèles Λ CDM et τ CDM sont à gauche et à droite, respectivement ; la tranche a une largeur de $180 h^{-1}$ Mpc et une épaisseur de $30 h^{-1}$ Mpc, et contient le plan supergalactique. Les principaux amas sont identifiés, et se retrouvent d'une cosmologie à l'autre.

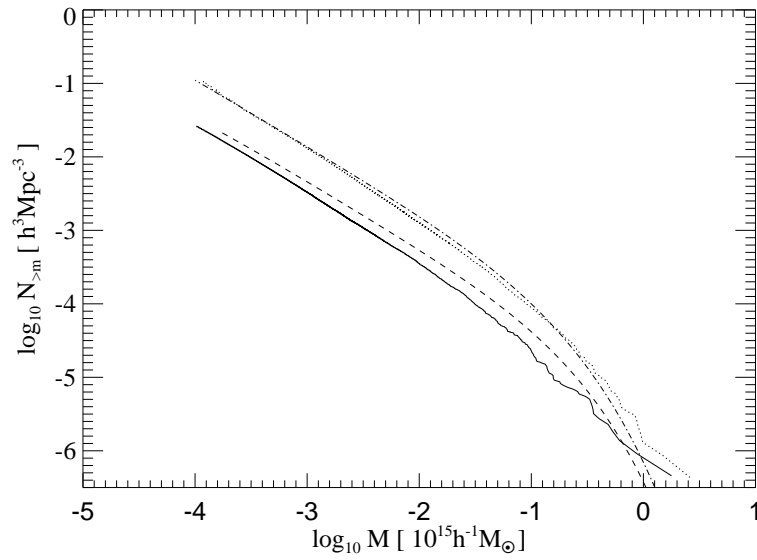


Fig. 1.4: Fonctions de masse des halos de nos simulations contraintes. Les courbes continues et en pointillés correspondent aux modèles Λ CDM et τ CDM respectivement. Les courbes en tirets et alternées sont les prédictions de J01 pour Λ CDM et τ CDM.

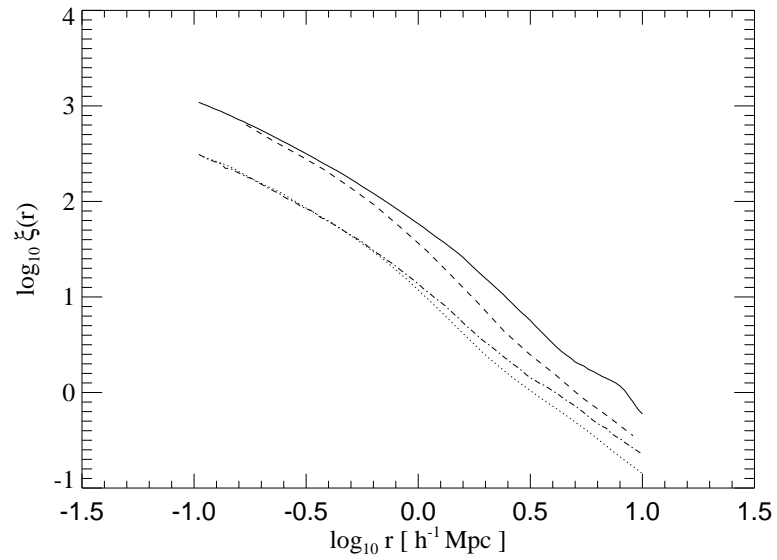


Fig. 1.5: Fonctions de corrélation de la matière noire dans les simulations contraintes Λ CDM (courbe continue) et τ CDM (courbe à traits alternés) et non-contraintes *GIF* Λ CDM (tirets) et *GIF* τ CDM (pointillés).

qui présente les grandes structures locales bien connues, on obtient une première confirmation qualitative de la validité du schéma numérique, au niveau des contraintes appliquées. De plus, l'accord de la fonction de masse des deux modèles avec l'approximation de J01 au niveau des halos de faible masse confirme la reproduction correcte, non-contrainte des structures à petite échelle, au niveau attendu dans chacune des deux cosmologies. Ceci est confirmé par le comportement des fonctions de corrélation de la matière noire.

2

Modélisation et normalisation de la population des galaxies

Résumé

L'application des techniques de K99 rappelées dans la première partie aux simulations de matière noire décrites au chapitre précédent, modulo quelques modifications mineures du schéma semi-analytique, permet d'obtenir une population simulée de galaxies à $z = 0$, qui, normalisée avec l'aide des paramètres libres du modèle, reproduit les propriétés observées pour les galaxies spirales de masse semblable à la Voie Lactée, la relation de Tully-Fisher, la répartition morphologique des galaxies, et dans une moindre mesure leur fonction de luminosité et la répartition de leur indice de couleur $B - V$. La normalisation en luminosité est particulièrement sensible à la fraction de baryons, et la présence de galaxies excessivement lumineuses au centre des amas imputable en grande partie à notre traitement de la fusion galaxie-galaxie. Nos "meilleurs" paramètres prennent toutefois des valeurs raisonnables, et ce chapitre est consacré à leur ajustement, à la vérification de la normalisation, et à la présentation de propriétés simples de la population simulée. Les comparaisons directes aux observations seront abordées dans les chapitres suivants.

Dans un premier temps, on précise les quelques différences introduites par rapport au modèle semi-analytique de K99 décrit dans la première partie.

2.1 Modifications du modèle semi-analytique

Les simulations de K99 ne contiennent qu'un seul type de particules. Ici, on rappelle que l'on ne tient pas compte des galaxies des halos contaminés par la présence à leur proximité de particules de basse résolution, selon le critère donné en section 1.3 du précédent chapitre.

Le refroidissement du gaz, la formation stellaire, et le recyclage du gaz par les SNe sont modélisés comme décrit dans la première partie. On rappelle que le gaz chaud est supposé se refroidir avec une métallicité primordiale, et que la composante stellaire se forme selon une FMI de Scalo, avec une métallicité solaire. Les améliorations de la construction de l’arbre de fusion des halos, et de la modélisation physique de la fusion entre galaxie centrale et galaxie satellite ont été introduites pour corriger des problèmes liés aux prescriptions de K99 au niveau respectivement de la relation de Tully-Fisher et de la coupure “exponentielle”, par analogie avec la forme de Schechter, de la FL.

2.1.1 Arbres hiérarchiques

Rappelons (voir l’alinéa 4.3.3.2 de la partie de rappels) que les galaxies identifiées dans nos modèles semi-analytiques sont de trois types : les *galaxies centrales*, toujours associées à la particule la plus liée (PPL) de leur halo, les *galaxies satellites*, qui sont identifiées avec d’autres particules du halo, et les *galaxies du champ*, dont la particule n’est membre d’aucun halo. Lorsque l’on construit la population des galaxies au redshift $z_0 < z_1$, on adopte les prescriptions suivantes qui diffèrent légèrement de celles de K99.

1. Si, parmi les particules d’un halo, aucune n’était une galaxie au précédent redshift $z_1 > z_0$, on crée une nouvelle galaxie avec des propriétés par défaut basées sur un modèle simple d’accrétion du gaz, pour tenir compte de l’évolution avant z_0 .
2. Si aucune particule du halo n’était une galaxie centrale d’un halo à z_1 , on identifie la plus massive, en termes de masse stellaire plus masse gazeuse totale, parmi les galaxies qui peuplent le halo en tant que sa galaxie centrale; on transfère les propriétés de cette galaxie à la PPL du halo, et on supprime la particule qui lui a été attribuée précédemment de la liste des galaxies.
3. Si au moins une particule était une galaxie centrale à z_1 , on identifie la nouvelle galaxie centrale à celle qui, parmi ces anciennes galaxies centrales, appartenait au halo qui a donné la plus grande masse au halo à z_0 . Ses propriétés sont transférées à la PPL, et son identification précédente en termes de particule est supprimée de la liste des galaxies. Les autres “anciennes” galaxies centrales deviennent des galaxies satellites dans le nouveau halo.
4. Les galaxies identifiées à z_1 et qui ne font partie d’aucun halo à z_0 sont traitées comme des “galaxies du champ”.

Ce schéma est implémenté pour assurer que la galaxie centrale d’un halo hérite toujours des propriétés du candidat le plus plausible, habituellement le plus massif, pour son progéniteur dans la “sortie” de simulation précédente. Nous avons testé une solution alternative où l’héritage est basé sur la luminosité plutôt que sur la masse et n’avons pas trouvé de différence notable. La procédure ci-dessus corrige une imprécision dans le schéma de K99 qui permettait parfois que des halos relativement massifs identifiés à bas redshift ne trouvent aucun progéniteur “valable” pour leur galaxie centrale. En conséquence, des progéniteurs de masse trop faible étaient assignés à ces galaxies centrales, qui apparaissaient comme des galaxies trop peu lumineuses sur la relation de Tully-Fisher. Notons que malgré cette nouvelle prescription, notre relation de TF montre toujours quelques galaxies de luminosité faible par rapport à la vitesse de rotation de leur disque.

2.1.2 Fusion galaxie centrale–galaxie satellite

A partir de leur simulation à haute résolution ($M_{\text{part,HR}} \sim 4.7 \times 10^7 h^{-1} M_{\odot}$) de la formation des galaxies dans un amas de la taille de Coma, Springel et al. (2001a) notent que, lorsque deux halos de DM de masse comparable fusionnent, le temps de friction dynamique pour la fusion ou dissipation des sous-structures estimé à l’aide de la combinaison “analytique–approximation numérique” de K99 donné en 4.3.3.7 (équation 4.21) de la première partie est typiquement beaucoup *plus court* que celui mesuré dans leur simulation à haute résolution, pour une masse donnée. On a vérifié que la présence chez K99 de galaxies simulées trop lumineuses au centre des amas massifs, malgré la coupure de la formation stellaire au niveau des galaxies centrales des halos avec $V_{200} > 350 \text{ km s}^{-1}$ est due en grande partie à cette sous-estimation du temps de fusion : multiplier artificiellement tous les temps de friction dynamique par un facteur 2 rend la galaxie centrale des amas les plus massifs plus faible de plus d’une magnitude en bande B .

Pour pallier en partie ce problème, les galaxies satellite sont supposées ne pas pouvoir fusionner avec la galaxie centrale sur des durées inférieures au “temps de traversée” du halo, une contrainte physique raisonnable. Si t_{fric} est le temps de fusion obtenu par l’équation 4.21 de la première partie, et si t_{dyn} est le temps dynamique du halo, l’estimation finale du temps de fusion t_{fus} s’écrit avec cette hypothèse :

$$t_{\text{fus}} = t_{\text{dyn}} \left(2 + \frac{t_{\text{fric}}}{t_{\text{dyn}}} \right) \quad (2.1)$$

Ceci résume le fait qu’une galaxie satellite dans un halo massif ne peut pas fusionner avec la galaxie centrale moins de deux “temps de traversée” après avoir été intégrée dans le halo.

Les fusions mineures sont différenciées des fusions majeures comme dans K99. La formation stellaire explosive associée à une fusion majeure est supposée constante sur une durée de 10^8 ans. Le refroidissement du gaz du halo se poursuit durant cette période, mais la formation stellaire quiescente sur le disque est arrêtée.

Cette légère modification de l’estimation du temps de fusion permet de limiter, dans une certaine mesure, la luminosité excessive des Galaxies les Plus Lumineuses (GPL correspondant à l’anglais “BCG”) au centre des amas, en réduisant le nombre de satellites qui fusionnent à bas redshift et qui constituent l’unique source d’augmentation de la masse stellaire, ceci toujours compte tenu de la suppression de la formation stellaire au niveau des galaxies centrales des halos avec $V_{200} > 350 \text{ km s}^{-1}$.

2.2 Ajustement des paramètres libres

La stratégie adoptée pour fixer les paramètres libres α , ϵ , et f_{bar} a été rappelée à la fin du chapitre 4 de la partie de rappels. Dans cette section, on considère l’influence de ces paramètres sur les propriétés moyennes des galaxies de type de la Voie Lactée, et sur la relation de TF. Toutefois, ϵ a également une influence sur la pente de la LF aux faibles luminosités ($M_B \gtrsim -17$). En fait, comme les limites de résolution données ci-dessous pour les simulations contraintes ne nous permettent pas d’atteindre raisonnablement ce domaine, on discutera seulement l’influence de ϵ sur la relation de TF.

De même, les effets de la variation de f_{ellip} ne seront pas abordés explicitement ici : ils se résument essentiellement à la distribution morphologique des galaxies, et à un effet faible

sur la luminosité des GPL des amas, mais entièrement imputable aux *hypothèses* faites sur le devenir du gaz et des étoiles lors des fusion galaxie satellite – galaxie centrale : on a supposé qu’une fusion mineure n’entraîne pas de formation stellaire (“starburst”) au niveau du gaz froid du disque. “Convertir” une fusion majeure en fusion mineure diminue donc la luminosité des galaxies centrales des amas, dans la mesure où la formation stellaire y est supprimée ($V_{200} > 350 \text{ km s}^{-1}$) et si elles ne subissent pas de fusion majeure ultérieure. Une fois α , ϵ , et f_{bar} déterminés, on ajustera empiriquement f_{ellip} .

Parmi les halos de DM identifiés à $z = 0$, on sélectionne aléatoirement un ensemble noté \mathcal{H} de 1000 halos tels que : $100 \text{ km s}^{-1} < V_{200} < 300 \text{ km s}^{-1}$. On retrace alors leur arbre de fusion à rebours en partant de $z = 0$, jusqu’à $z = 10.42$, qui correspond au début du modèle SA, et en marquant successivement les halos et les particules de DM qui jouent un rôle dans l’histoire de l’un au moins des halos choisis. Ceci permet ensuite d’appliquer le schéma SA au sous-ensemble \mathcal{H} exclusivement, et d’accélérer le processus de normalisation des paramètres.

On sélectionne de même le halo le plus massif de chaque simulation, et on suit l’histoire, régulière, de sa formation. Les modèles test ci-dessous seront aussi appliqués à ce halo. Ceci nous permettra de contrôler la luminosité de sa galaxie centrale, sauf cas spécial, c’est la GPL du halo à $z = 0$.

2.2.1 Variations de la fraction de baryons

La fraction de baryons f_{bar} est le paramètre le plus influent du modèle : il conditionne directement le taux de refroidissement du gaz, la quantité disponible, et donc le rapport M/L des halos où la masse stellaire est dominée par celle de la galaxie centrale. f_{bar} détermine la luminosité des galaxies centrales de type de la Voie Lactée, et fixe la normalisation de la relation de TF. La Fig. 2.1 donne la variation de la relation de TF pour des galaxies *centrales* de halos, de type Sb/Sc sélectionnées selon les critères morphologiques rappelés en 4.3.3.7 de la première partie, mais non corrigées pour l’atténuation due à la poussière. Les colonnes de gauche et droite correspondent à ΛCDM et τCDM respectivement, et la fraction de baryons augmente de bas en haut, autour de la valeur optimale montrée dans les panneaux intermédiaires. Les autres paramètres libres sont fixés à leurs valeurs optimales rappelés ci-dessous en 2.3. Les fractions de baryons sont : $f_{\text{bar}} = 0.08, 0.12, 0.16$ et $f_{\text{bar}} = 0.16, 0.20, 0.24$ pour ΛCDM et τCDM respectivement. L’augmentation de f_{bar} translate verticalement la relation de TF. La ligne continue est la relation de Giovanelli et al. (1997b).

Parmi les galaxies centrales de l’ensemble \mathcal{H} , on extrait celles dont le halo a une masse semblable à celui de la Voie Lactée : $200 \text{ km s}^{-1} < V_{\text{disque}} < 240 \text{ km s}^{-1}$, où V_{disque} est la vitesse du disque, et sera définie ci-dessous en 2.3.2. On trouve 28 et 66 galaxies dans \mathcal{H} pour les modèles ΛCDM et τCDM respectivement. La table 2.1 donne les variations de la masse totale stellaire moyenne, de la masse moyenne du gaz froid (unités $10^{11} M_{\odot}$) et de la magnitude totale moyenne $M - 5 \log h$ dans les bandes B , V et I pour ces galaxies. Toutes les masses données sont en accord approximatif avec les valeurs cibles de normalisation, avec l’exception possible du modèle ΛCDM avec $f_{\text{bar}} \sim 0.08$ et du modèle τCDM avec $f_{\text{bar}} \sim 0.24$, qui ont des masses stellaires respectivement trop faibles et trop élevées, par un facteur 2. La normalisation de la relation de TF varie par -0.6 et $+0.3$ magnitude.

De même, l’influence de la fraction de baryons est importante au niveau de la GPL des amas massifs : avec les variations précédentes de f_{bar} , la magnitude absolue en B de la

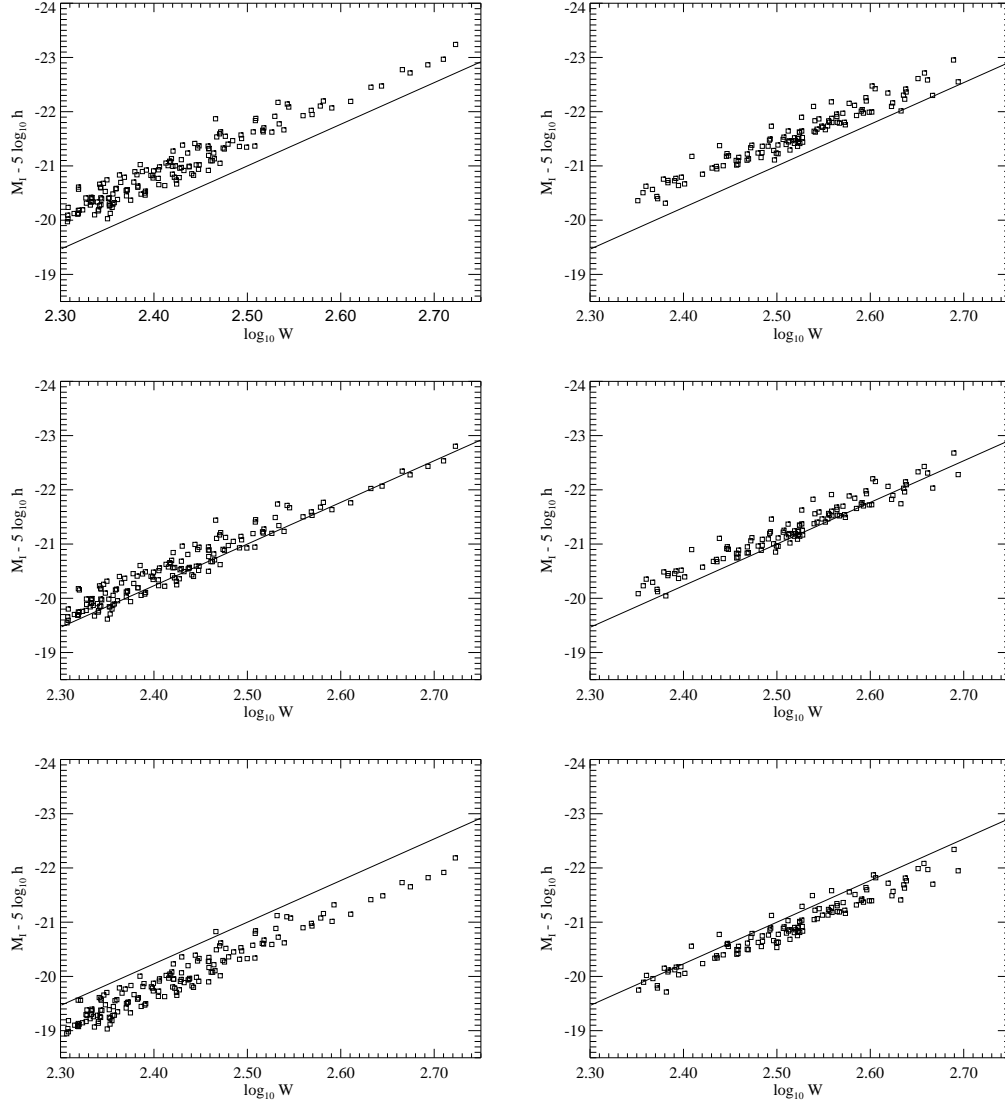


Fig. 2.1: Relations de TF pour des galaxies *centrales* Sb/Sc de halos avec $100 \text{ km s}^{-1} < V_{\text{disque}} < 300 \text{ km s}^{-1}$, pour diverses valeurs de f_{bar} . ΛCDM et τCDM correspondent aux colonnes de gauche et droite respectivement. f_{bar} croît de bas en haut (0.08, 0.12, 0.16 pour ΛCDM et 0.16, 0.20, 0.24 pour τCDM), et la ligne continue est la relation moyenne observée.

galaxie centrale varie de ± 0.8 et 0.3 mag environ pour ΛCDM et τCDM . En fait, pour les modèles EdS comme τCDM , avec la coupure de formation stellaire quiescente au niveau des galaxies centrales et modulo les incertitudes liées à l'estimation de la fusion par friction dynamique, dans le cadre du modèle actuel, la luminosité maximale admissible au niveau des

Tab. 2.1: Variations de la masse stellaire M_* , de la masse de gaz froid M_{froid} (en unités $10^{11} M_{\odot}$), et des magnitude moyennes $M - 5 \log h$ dans les bandes B, V, I , pour les galaxies centrales des halos sélectionnés, de masse comparable à la Voie Lactée, en fonction de la fraction de baryons f_{bar} .

| Modèle | f_{bar} | M_* | M_{froid} | M_B | M_V | M_I |
|---------------|------------------|-------|--------------------|--------|--------|--------|
| Λ CDM | 0.16 | 1.29 | 0.127 | -20.61 | -21.34 | -22.56 |
| | 0.12 | 0.86 | 0.090 | -20.19 | -20.91 | -22.19 |
| | 0.08 | 0.49 | 0.054 | -19.58 | -20.30 | -21.52 |
| τ CDM | 0.24 | 1.89 | 0.122 | -20.46 | -21.14 | -22.31 |
| | 0.20 | 1.48 | 0.097 | -20.19 | -20.87 | -22.04 |
| | 0.16 | 1.08 | 0.073 | -19.85 | -20.53 | -21.70 |

GPL, connaissant la FL observée, constituerait une contrainte sur $f_{\text{bar,max}}$ au même titre que la nucléosynthèse primordiale. Ceci nécessiterait évidemment une modélisation fiable de la fusion des satellites sur la galaxie centrale.

2.2.2 Influence de l'efficacité de formation stellaire α

Comme dans le cas de la variation de la fraction de baryons, les effets sont très similaires entre les modèles Λ CDM et τ CDM. Rappelons qu' α est supposé indépendant du redshift. Son influence sur la normalisation de la TF est faible, comparé à celle de f_{bar} : la Fig. 2.2 montre l'effet d'une variation de α seul autour des valeurs optimales. Λ CDM est sur la colonne de gauche, τ CDM sur la colonne de droite, avec les valeurs respectives $\alpha = 0.02, 0.05, 0.08$ et $\alpha = 0.08, 0.15, 0.24$ de bas en haut. Ces domaines de valeurs sont qualitativement limités par les contraintes sur la masse stellaire et la masse de gaz froid des galaxies similaires à la Voie Lactée. Les deux relations centrales sont les valeurs optimales de α pour les deux cosmologies, elles sont données pour permettre la comparaison.

La table 2.2, comme dans le paragraphe précédent, donne les variations des masses stellaires et du gaz froid pour les galaxies semblables à la Voie Lactée. Dans les deux cosmologies, une valeur élevée de α épuise le gaz froid à bas redshift : par exemple, le contenu total en gaz froid pour le cas Λ CDM avec $\alpha = 0.08$ est trop faible. Par contre, si pour τ CDM, α élevé augmente la masse stellaire à $z = 0$, ce n'est pas le cas de Λ CDM, où la masse stellaire décroît pour α plus grand.

On pourrait expliquer ce comportement comme suit. Avec $\alpha = 0.08$ dans la cosmologie Λ CDM, la raison est un TFS plus grand à grand redshift : la formation stellaire quiescente à $z \lesssim 1$ est limitée par la faible quantité de gaz froid disponible. Rappelons que le flux de refroidissement du gaz est largement supérieur à grand z , lorsque les halos sont plus petits. En effet, le réchauffement par les SNe associé à grand z à la formation stellaire massive réchauffe une partie importante du gaz froid, qui se refroidit ensuite moins rapidement à bas z . Avec $\alpha = 0.02$, la formation stellaire quiescente est encore soutenue à l'époque actuelle, grâce au gaz froid qui n'a pas été massivement réchauffé par les SNe à grand z . Cette tentative d'explication par la compétition entre le taux de refroidissement du gaz et son taux de

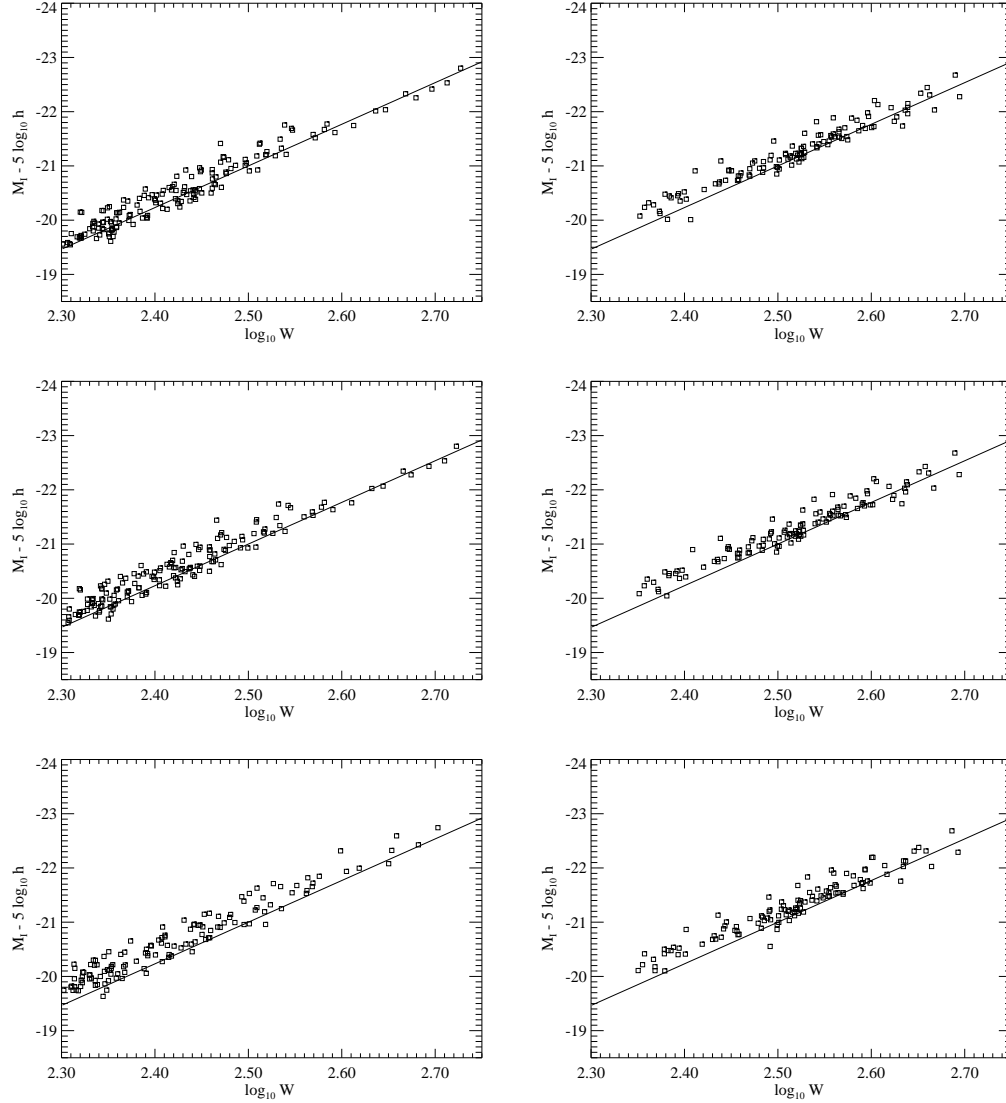


Fig. 2.2: La relation de TF pour les mêmes galaxies que sur la Fig. 2.1, en variant α , qui croît de bas en haut (0.02, 0.05 et 0.08 pour Λ CDM et 0.08, 0.2 et 0.24 pour τ CDM). La ligne continue est la relation moyenne observée.

recyclage est valide pour un schéma avec “rétention” du gaz recyclé.

Enfin, dans les deux cosmologies, la variation de la luminosité des GPL des amas les plus massifs est négligeable dans les intervalles de variation de α considérés ici : $M_B \sim -23.6$ et $M_B \sim -24.5$ pour Λ CDM et τ CDM.

Tab. 2.2: Etude similaire à celle de la table 2.1, mais en variant l'efficacité α de la formation stellaire.

| Modèle | α | M_* | M_{froid} | M_B | M_V | M_I |
|---------------|----------|-------|--------------------|--------|--------|--------|
| Λ CDM | 0.08 | 0.80 | 0.037 | -19.93 | -20.69 | -21.96 |
| | 0.02 | 0.84 | 0.129 | -20.10 | -20.89 | -22.17 |
| τ CDM | 0.24 | 1.61 | 0.070 | -20.22 | -20.40 | -22.08 |
| | 0.08 | 1.39 | 0.188 | -20.17 | -20.84 | -22.02 |

2.2.3 Influence de l'efficacité du recyclage ϵ

La Fig. 2.3 montre l'effet de ϵ sur la relation de TF. Les relations données sur les fenêtres centrales correspondent toujours aux valeurs nominales des paramètres. Les valeurs test choisies pour ϵ sont $\epsilon = 0, 0.2$ et $\epsilon = 0, 0.1$ pour Λ CDM et τ CDM respectivement, avec $\epsilon = 0$ pour les fenêtres inférieures. $\epsilon = 0$ étudie l'absence totale de recyclage, et les valeurs test supérieures ont été choisies *ad hoc* au-delà des valeurs nominales, pour obtenir un recyclage excessif. On voit qu' ϵ affecte à la fois la pente et la normalisation de la relation de TF.

- pour $\epsilon = 0$, la pente de relation de TF décroît aux faibles masses, pour les deux prescriptions de traitement du gaz recyclé par les SNe, et la normalisation est plus élevée car le gaz froid est entièrement disponible pour la formation stellaire. Notons que, dans les halos de type “Voie Lactée” le gaz chaud n'est pas épuisé à $z = 0$, même en l'absence de recyclage. La modification de la pente aux faibles masses, par rapport à la valeur de ϵ nominale, montre qu'un recyclage dont l'efficacité est inversement proportionnelle à la profondeur du potentiel gravitationnel du halo permet de retrouver *naturellement* la bonne pente à $V_{\text{disque}} \sim 220 \text{ km s}^{-1}$.
- pour $\epsilon > \epsilon_{\text{nominal}}$, la normalisation baisse comme prévu, dans les deux cosmologies. Pour τ CDM, avec une formation stellaire récente (qui est maximale sur l'ensemble de la simulation vers $z \sim 1$, et se poursuit sensiblement à $z = 0$), c'est raisonnable : la masse stellaire augmente encore à l'époque actuelle. La discussion du paragraphe précédent 2.2.2 peut expliquer le cas Λ CDM : la formation stellaire se produit à grand z , lorsque le refroidissement du gaz est plus efficace. Cette efficacité de recyclage plus grande, du point de vue des quantités de gaz froid disponible à ces redshifts dans le halo, a le même effet qu'une efficacité de formation stellaire plus grande : la quantité de gaz froid disponible pour la formation stellaire, à l'époque où elle est favorisée, est restreinte. Pour les halos de faible masse, qui se sont formés plus récemment en moyenne, le potentiel gravitationnel plus faible augmente l'efficacité du recyclage et la quantité de gaz froid disponible pour la formation quiescente sur le disque n'est pas suffisante pour maintenir la pente correcte de la relation de TF : celle-ci a tendance à devenir plus raide à $V_{\text{disque}} \sim 100 \text{ km s}^{-1}$.

Les masses stellaires et les masses de gaz froid moyennes mesurées dans les galaxies similaires à la Voie Lactée confirment ces remarques (voir la table 2.3). On notera en particulier les faibles valeurs du cas Λ CDM avec une forte efficacité de recyclage.

Tab. 2.3: Etude similaire à celle de la table 2.1, mais en variant l'efficacité ϵ du recyclage du gaz froid par les SNe.

| Modèle | ϵ | M_* | M_{froid} | M_B | M_V | M_I |
|---------------|------------|-------|--------------------|--------|--------|--------|
| Λ CDM | 0.2 | 0.52 | 0.036 | -19.47 | -20.26 | -21.53 |
| | 0.0 | 1.10 | 0.087 | -20.31 | -21.07 | -22.32 |
| τ CDM | 0.1 | 1.19 | 0.078 | -20.37 | -21.05 | -22.24 |
| | 0.0 | 1.84 | 0.111 | -19.92 | -20.60 | -21.78 |

Des précautions sont à rappeler dans les interprétations ci-dessus :

1. les valeurs test de α et ϵ ont été choisies comme exemples pour montrer les directions de variation de la relation de TF, et dépendent des valeurs nominales adoptées pour Λ CDM et τ CDM séparément. Les valeurs numériques dans les tables *ne peuvent* être comparées directement *entre les cosmologies*, sauf pour $\epsilon = 0$.
2. les modèles Λ CDM retiennent le gaz réchauffé par les SNe, alors que le gaz réchauffé dans les modèles τ CDM est éjecté, puis réincorporé lorsque la masse du halo a crû suffisamment. La comparaison des deux prescriptions doit aussi pour cette raison s'effectuer séparément pour chaque cosmologie.
3. la relation de TF est construite en bande I suivant les remarques de Somerville & Primack (1999, par la suite SP99). Le modèle spectrophotométrique adopté (voir la Fig. 4.2 dans la première partie) montre les pics de luminosité successifs en bande B puis I , à environ 4 et 10 millions d'années respectivement, et le rougissement de la population au-delà de 200 millions d'années. En fonction de l'histoire du TFS, les tendances de variation de la relation de TF données ci-dessus peuvent varier, si la relation est construite en bande B . Néanmoins, pour $N_i = 50$ pas de temps du modèle semi-analytique entre deux intervalles de redshift, $(\delta t)_i \sim 0.7, 2$ et 20 millions d'années entre deux redshifts consécutifs à $z \sim 9, 3$ et 0.1 respectivement, dans le modèle EdS. On peut donc conclure que la séparation des pics en B et I n'est que marginalement résolue par l'échantillonnage du modèle SA.

Les difficultés rencontrées ci-dessus pour faire des prévisions même qualitatives sur le comportement de la relation de TF illustrent bien l'utilité des méthodes semi-analytiques, en particulier le fait qu'elles sont à mi-chemin entre un traitement entièrement numérique.

La tentative d'analyse qui suit montre un autre exemple de ces difficultés : des valeurs nulles d' ϵ (absence de tout recyclage par les SNe), dans le modèle avec éjection ou avec rétention, augmentent *légèrement* la luminosité des GPL des amas massifs. Par contre, des valeurs $\epsilon > \epsilon_{\text{nominal}}$ (par exemple $\epsilon=0.1$ ou 0.2 ci-dessus) n'ont pas le même effet dans les deux cas : la luminosité est à peine modifiée (légèrement plus faible) pour les modèles avec éjection, dans les cas Λ CDM comme τ CDM, où c'est la prescription idéale. A l'opposé, pour le modèle Λ CDM avec rétention, la différence est majeure : les galaxies centrales des halos massifs deviennent largement plus lumineuses. On peut interpréter ceci comme dû à une formation stellaire retardée par rapport au cas où ϵ prend la valeur nominale : de

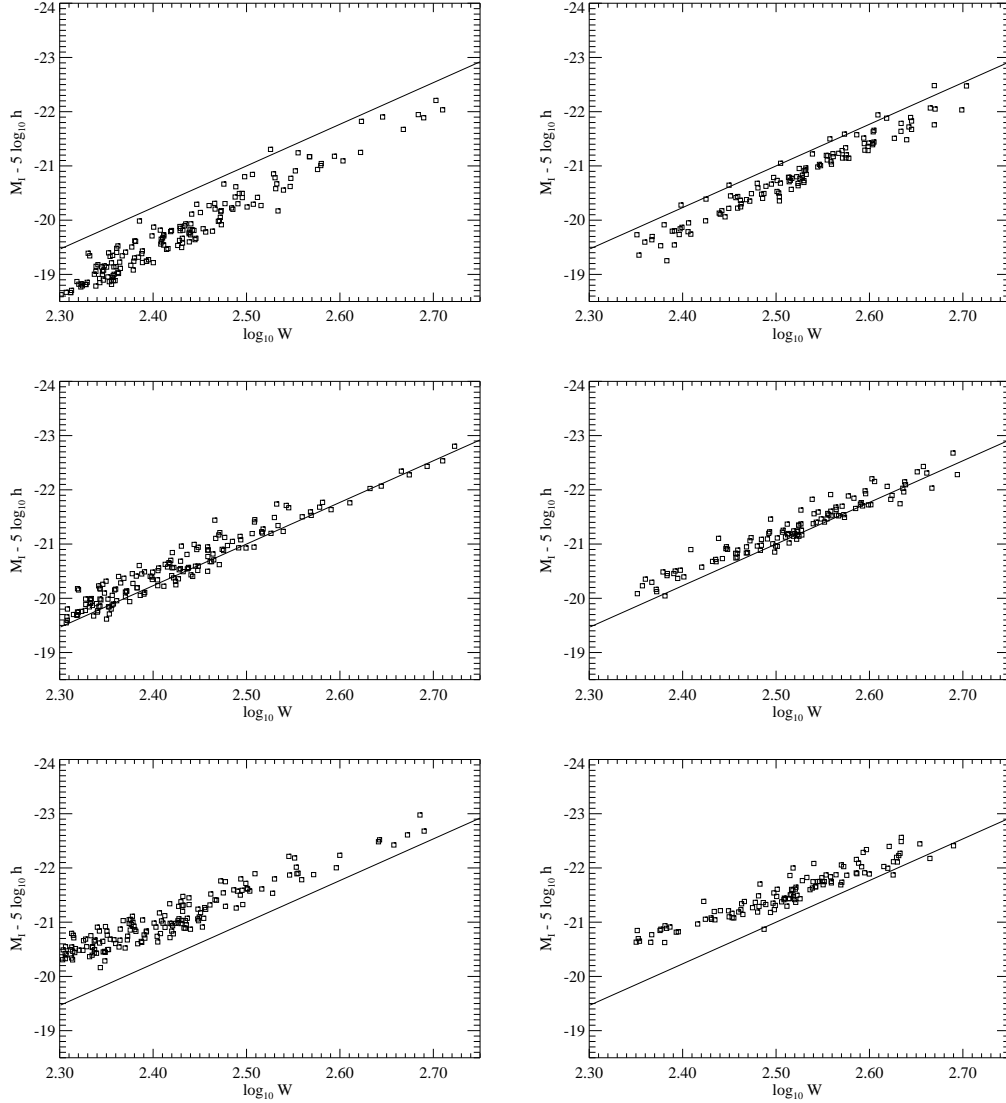


Fig. 2.3: La relation de TF pour les mêmes galaxies que sur la Fig. 2.1, en variant ϵ (croît de bas en haut). La ligne continue est la relation moyenne observée.

grandes quantités de gaz chaud sont encore disponibles à bas redshift pour une formation stellaire tardive massive (lorsque les amas sont à $V_{200} < 350 \text{ km s}^{-1}$ et n'ont par exemple pas encore fusionné pour créer des amas massifs ou pour $V_{200} > 350 \text{ km s}^{-1}$ grâce aux fusions majeures qui consomment tout le gaz froid dans un “starburst”). Ceci augmente nettement la luminosité en B à $z = 0$.

2.2.4 Choix du modèle de recyclage

Rappelons que K99 considèrent également probables un modèle avec rétention et avec éjection, comme décrits à l’alinéa 4.3.3.5 de la première partie, pour l’évolution du gaz recyclé dans leurs deux cosmologies Λ CDM et τ CDM. Ils remarquent que pour des valeurs raisonnables de la fraction de baryons, dans le cas Λ CDM, seul le schéma de rétention du gaz permet d’obtenir des densités de luminosité qui ne sont pas trop faibles par rapport aux observations, et K99 ne tracent pas leur fonction de luminosité en B dans le cas Λ CDM avec éjection. Pourtant, même avec un schéma de rétention, ils déduisent un nombre de galaxies trop faible par un facteur 2 à 3 à L_* , dans les bandes B et K . Pour la même prescription, dans notre simulation Λ CDM, on retrouvera également (voir le paragraphe 2.3.3 ci-dessous) un déficit d’un facteur 3 du nombre de galaxies L_* en b_j . D’un autre côté, on trouve que le cas Λ CDM avec éjection est légèrement meilleur pour la densité de galaxies de luminosité $L < L_*$: le processus d’éjection du gaz est évidemment plus efficace dans les halos de faible masse. Cependant, la différence au niveau de la FL reste limitée.

Les variations sur les fonctions de luminosité des simulations contraintes, en bande b_j et à $L \sim L_*$ vont aussi dans la même direction que K99 pour le cas τ CDM. En comparant aux observations, K99 notent qu’il doivent *baisser* leur densité de luminosité du modèle τ CDM et ils choisissent un modèle avec éjection. Ceci améliore leur accord à L_* et au niveau de la pente aux luminosités plus faibles. Toutefois, comme pour Λ CDM, cette tendance sur nos simulations est limitée.

En fait, la différence entre les deux prescriptions apparaît essentiellement au niveau de la *dispersion* de la relation de TF construite. Mais de même que sur la FL, pour des valeurs d’efficacités de recyclage faibles adoptées ici et contraintes par les observations de la quantité de gaz froid sur le disque des galaxies spirales de masse similaire à la Voie Lactée, cette différence est, ici encore, peu apparente. Les galaxies centrales de halos de faible masse ($V_{200} \sim 100 \text{ km s}^{-1}$) sur la relation de TF du modèle Λ CDM sont les plus sensibles à un refroidissement tardif d’un supplément de gaz chaud réincorporé à $z \sim 0$, par rapport à la période principale de formation stellaire à $z \sim 2$. L’augmentation de la dispersion de la relation de TF avec une prescription d’éjection du gaz recyclé est moins marquée dans la cosmologie τ CDM, probablement à cause d’une époque typique de formation stellaire différente ($z \sim 0.5$).

La *normalisation* de la relation de TF, dans les deux cosmologies, n’est que très peu sensible à la prescription utilisée, pour des valeurs fixées des autres paramètres.

Dans les deux cosmologies par contre, il est intéressant de noter que le mode de réincorporation du gaz recyclé a une nette influence sur l’amplitude de la fonction d’autocorrélation globale des galaxies “optiques” à des séparations $r \leq 1 h^{-1}$ Mpc. Néanmoins, ξ_{gg} ne fait pas partie de nos conditions de normalisation, et on ne s’attardera pas plus sur ce point.

Pour résumer, l’observation des mêmes tendances que K99 fait que l’on choisira un schéma de rétention pour Λ CDM et d’éjection pour τ CDM. Le devenir du gaz recyclé est peu contraint et la modélisation hydrodynamique de la rétroaction des SNe encore délicate. Les simulations eulériennes de Mac Low & Ferrara (1999) sont un premier exemple d’étude systématique. Ils étudient les effets d’explosions répétées de SNe, à des fréquences variées, sur le milieu interstellaire d’une série de galaxies naines. Ils trouvent que pour des galaxies avec $M_{\text{gal}} > 10^7 M_{\odot}$ l’efficacité d’éjection du gaz du disque hors du potentiel du halo est très faible. Par contre, de façon générale, l’éjection des métaux produits par les SNe se fait plus facilement. Ici, dans l’attente de simulations couvrant un plus grand ensemble de masses et de types de

galaxies, on n'a pas incorporé leurs résultats et on s'est contenté de schémas simples et d'un choix qualitatif des prescriptions, très opposées, pour nos deux cosmologies.

Du point de vue observationnel, le destin du gaz recyclé reste incertain, et la rétroaction telle qu'elle est implémentée actuellement dans les simulations hydrodynamiques SPH de galaxies individuelles est encore trop grossière pour pouvoir progresser sur ce point.

2.3 Modèles définitifs

2.3.1 Paramètres et résolution

La table 2.4 donne nos meilleurs paramètres pour les deux cosmologies, pour les contraintes de K99. Comme noté dans la première partie pour K99, la fraction de baryons dans le modèle EdS τ CDM n'est pas en accord avec les prédictions de la nucléosynthèse primordiale standard, même si elle reproduit la fraction de baryons observée dans les amas massifs (Ettori & Fabian 1999). Dans toute la suite, sauf pour le dernier chapitre de cette partie, on considérera seulement les deux modèles semi-analytiques obtenus avec ces paramètres.

Dans le cadre de l'amélioration de la représentation des processus physiques (section 7.1 dans le dernier chapitre de cette partie), le modèle de "refroidissement dynamique" proposé par SP99 permet de reproduire la relation de TF observée pour les fractions de baryons de $f_{\text{bar}} \sim 0.08$ et $f_{\text{bar}} \sim 0.15$ pour Λ CDM et τ CDM respectivement, mais toujours avec des GPL trop lumineuses dans les amas massifs, et même en conservant la coupure à 350 km s^{-1} . SP99 notent la même évolution de la fraction de baryon requise pour être en accord avec les observations : f_{bar} est plus élevée pour le modèle de "refroidissement statique". Notons que la prise en compte de l'enrichissement chimique du gaz chaud du halo augmenterait le taux de refroidissement du gaz à bas redshift, et pourrait permettre de reproduire la relation de TF observée avec des valeurs de f_{bar} plus faibles (voir, par exemple, les modèles n et c de van Kampen et al. 1999).

Nous avons testé un modèle où le gaz à *tout redshift* se refroidit avec une métallicité constante demi-solaire $Z = 0.01$: le gaz se refroidit rapidement à haut redshift et il est rapidement utilisé. L'absence de formation stellaire tardive sur le disque abaisse la *normalisation* de la relation de TF même en bande I : la luminosité est trop faible pour une vitesse de rotation du disque calculée avec la méthode ci-dessous.

Une première solution consiste à rendre le recyclage du gaz froid par les SNe très efficace, mais pour la même loi de recyclage en $\propto V_{200}^{-2}$, ceci modifie la *pente* de la relation de TF aux basses vitesses $V_{\text{disque}} \sim 100 \text{ km s}^{-1}$.

Une autre solution serait de modifier la loi de recyclage elle-même, bien qu'elle soit physiquement raisonnable. On a vu dans le chapitre 4 de la première partie (équation 4.23) que Cole et al. (2000, dans la suite C00) traitent explicitement l'exposant de la loi de recyclage comme un paramètre libre, normalisé avec la pente de la FL *et* de la TF aux faibles luminosités : leur modèle standard conserve toutefois $\alpha_{\text{recyclé}} = -2$. Somerville & Primack (1999) ont un traitement plus compliqué, et la comparaison est délicate.

Enfin, une fraction de baryons plus faible peut être permise si on suppose que $\sim 20\%$ de la masse des étoiles nouvellement formées rejoint le gaz froid de la galaxie, comme attendu des SNe et des vents stellaires. Cette possibilité sera incluse dans le modèle d'enrichissement chimique décrit dans le dernier chapitre de cette partie.

Tab. 2.4: Paramètres des modèles semi-analytiques et limites de résolution. $f_{\text{bar}} = \Omega_{\text{bar}}/\Omega_0$ est la fraction de baryons, f_{ellip} est la limite de formation du bulbe, et distingue entre les fusions majeures et les fusions mineures. α et ϵ sont les efficacités de la formation stellaire et du réchauffement du gaz froid par les SNe, "recyclage" donne la prescription utilisée pour l'incorporation du gaz recyclé. Enfin, les résolutions de luminosité et de morphologie sont données en bande B (magnitudes absolues).

| Modèle | f_{bar} | α | ϵ | f_{ellip} | recyclage | rés. lum. | rés. morph. |
|---------------|------------------|----------|------------|--------------------|-----------|-----------|-------------|
| Λ CDM | 0.12 | 0.05 | 0.05 | 0.1 | rétention | -16.27 | -18.46 |
| τ CDM | 0.2 | 0.15 | 0.03 | 0.1 | éjection | -18.50 | -20.60 |

A $z = 0$, la vitesse de rotation circulaire au niveau du rayon viriel de halos de 10 et 100 particules est typiquement de 45 et 103 km s⁻¹ dans la simulation Λ CDM, de 76 et 160 km s⁻¹ dans la simulation τ CDM. Dans les catalogues de galaxies obtenus avec les paramètres nominaux, ceci se traduit par des limites de résolution de *luminosité* et de *morphologie* de $M_B = -16.27$ et $M_B = -18.46$ pour Λ CDM, et de $M_B = -18.50$ et $M_B = -20.60$ pour τ CDM. Dans la suite, "limite de résolution" sans qualificatif désignera toujours la limite de résolution en luminosité.

Les paragraphes suivants montrent la qualité de l'accord obtenu pour ces deux groupes de paramètres avec successivement la relation de TF, la fonction de luminosité, enfin avec la distribution des morphologies et des couleurs des galaxies observées sur des catalogues ou surveys locaux.

2.3.2 Relation de Tully-Fisher

Dans K99, la relation de TF a été obtenue pour les galaxies centrales avec une "morphologie spirale", en supposant la vitesse de rotation du disque V_{disque} égale à la vitesse de rotation virielle V_{200} de leur halo. En utilisant les mêmes prescriptions, nous avons trouvé une population de galaxies de faible luminosité, qui se démarquent par plus d'une demi-magnitude à la fois de la relation observée et de la relation moyenne obtenue pour les galaxies simulées. Des candidats pour une population similaire peuvent être aperçus sur la fig. 6 de K99 : pour $V_{\text{disque}} \sim 300$ km s⁻¹, certaines de leurs galaxies "Sb/Sc" sont trop faibles par plus d'une magnitude.

Ce problème survient parce que $V_{200} \sim V_{\text{disque}}$ est une approximation grossière pour les galaxies dont le halo a connu une histoire de formation irrégulière. La méthode suivante est adoptée pour obtenir une meilleure estimation de V_{disque} : au cours de l'évolution de la population de galaxies, on somme $\Delta M_* V_{200, z=z_i}^2$ pour chaque disque où une formation stellaire quiescente est en cours. La vitesse de rotation du disque à un redshift quelconque est alors donnée par :

$$V_{\text{disque}}^2 = \frac{\sum_{z_i} \Delta M_{*, z=z_i} V_{200, z=z_i}^2}{M_{*, \text{disque}}} \quad (2.2)$$

où la somme s'étend sur tous les intervalles de redshift depuis la dernière fusion majeure, et $M_{*, \text{disque}}$ est la masse stellaire du disque. Les galaxies satellites gardent la vitesse de rotation

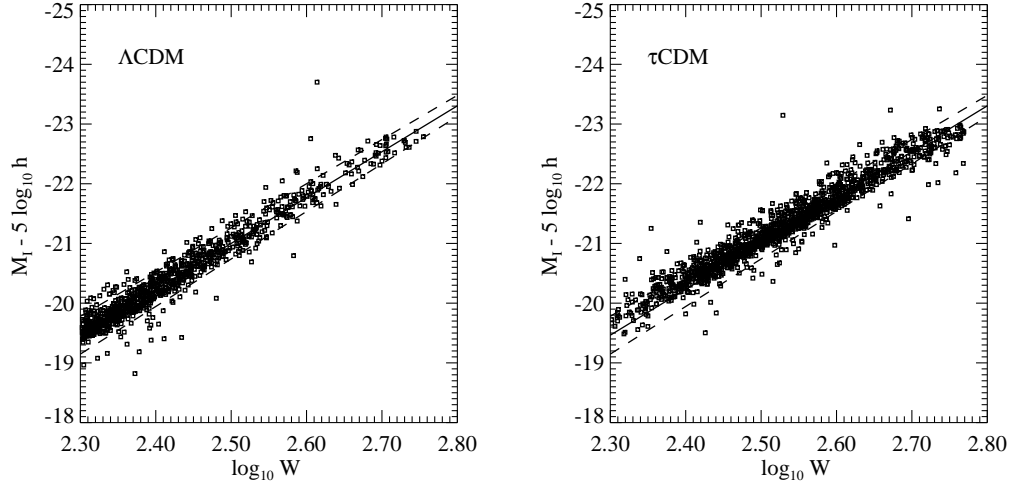


Fig. 2.4: Relation de TF pour galaxies centrales Sb/Sc des cosmologies Λ CDM et τ CDM, après l’ajustement des paramètres des modèles semi-analytiques. La ligne continue est la relation moyenne observée par G97 et les tirets montrent la “dispersion intrinsèque” qu’ils donnent autour de cette relation.

du disque calculée alors qu’elles étaient encore galaxies centrales, une hypothèse raisonnable compte tenu de l’absence de refroidissement ultérieur de gaz sur ces disques.

La Fig. 2.4 compare la relation de TF “définitive” pour *toutes* les galaxies spirales Sb/Sc des deux simulations, avec la relation moyenne (équation 4.22 de la première partie) observée par Giovanelli et al. (1997a, dans la suite G97), et dessinée avec une ligne continue. Les lignes en tirets montrent les limites à $\pm 1\sigma$ de ce que G97 appellent la “dispersion intrinsèque” de la relation observée. On a supposé $W = 2 \times V_{\text{disque}}$.

Même avec notre nouvelle définition pour V_{disque} , quelques galaxies ont toujours une luminosité trop faible en bande I , et elles apparaissent sous la relation observée. Notons que les cinq galaxies de faible luminosité avec $\log W \sim 2.4$ dans le modèle Λ CDM sont exclues en adoptant un critère de sélection morphologique plus strict, par exemple : $1.6 < M_{B,\text{bulbe}} - M_{B,\text{total}} < 2$.

On a vérifié que ces galaxies localisées au-dessous de la relation attendue, avec une différence de plus de 0.7 magnitude, sont nettement plus rouges que des galaxies spirales “typiques” : leur indice $B - V$ moyen est de 0.9 et 1.0 pour Λ CDM et τ CDM respectivement, alors que pour les galaxies spirales normales, $B - V \sim 0.7$. Ces galaxies rouges sont des systèmes plus âgés, par exemple des satellites de halos, qui satisfont le critère de sélection morphologique en bande B , et qui ont gardé la vitesse de rotation du disque qu’ils avaient alors qu’ils étaient encore des galaxies centrales, mais où la formation stellaire s’est interrompue à cause de l’épuisement du gaz froid, résultant en des masses stellaires plus petites et une luminosité en bande I plus faible. Ces galaxies peuvent donc correspondre à un sous-ensemble des S0 observées.

Enfin, la dispersion de G97 est consistante avec notre modèle Λ CDM, mais est dépassée

par celle du modèle τ CDM au niveau des halos les plus massifs. Outre le mode de recyclage, la dispersion de la TF dépend aussi fortement du critère de sélection morphologique : un critère plus strict élimine préférentiellement les galaxies les plus éloignées de la relation moyenne.

2.3.3 Fonctions de luminosité en bande b_j

Contrairement à C00, la FL est considérée ici en tant que test des modèles plutôt que comme une contrainte pour fixer les paramètres libres. On vérifie en particulier (1) la coupure “exponentielle”, (2) la pente α_{FL} , définie sur le modèle de LF de Schechter aux faibles luminosités et (3) la densité de luminosité au niveau de L_* .

La Fig. 2.5 compare la FL (histogramme continu) obtenue en bande b_j dans les simulations, pour toutes les galaxies hormis les galaxies du champ, avec celles observées par les redshift surveys *2dF GRS* (Folkes et al. 1999) en pointillés et *SDSS* (Blanton et al. 2001) en tirets. Les FL simulées ont été obtenues en bande b_j (“galaxy color”) avec $b_j = B - 0.35(B - V)$, suivant Metcalfe et al. (1995). Les lignes verticales correspondent à nos limites de résolution en luminosité et en morphologie.

Comme on l’a déjà souligné, une difficulté majeure dans la reproduction de la FL observée consiste à établir une coupure suffisamment marquée aux grandes luminosités. Malgré plusieurs itérations complémentaires sur la valeur des paramètres nominaux par rapport à l’accord déjà obtenu avec la relation de TF, et malgré la coupure de formation stellaire quiescente à $V_{200} = 350 \text{ km s}^{-1}$, il subsiste des galaxies trop brillantes à $M_{b_j} \sim -23.6$ et $M_{b_j} \sim -24.5$, en Λ CDM et τ CDM, probablement toujours liée à l’estimation du temps de fusion par friction dynamique. Les magnitudes de coupure estimées sont $M_{*,b_j} \sim -21.8$ et $M_{*,b_j} \sim -22.0$ pour Λ CDM et τ CDM. 93% et 96% des galaxies plus brillantes que ces limites sont des galaxies centrales de halos, respectivement dans les cas Λ CDM et τ CDM. Parmi celles-ci, 73% et 16% appartiennent à des halos avec $V_{200} > 350 \text{ km s}^{-1}$, et les résultats à ces luminosités sont largement affectés par la suppression de la formation stellaire et la fusion après friction dynamique, au moins en Λ CDM. Le pourcentage est plus faible en τ CDM en raison de la formation stellaire plus récente qui porte des galaxies centrales de halos de masse plus faible au-delà de L_{*,b_j} .

La coupure “exponentielle” en luminosité est largement plus apparente que chez K99, qui pourtant supprime aussi la formation stellaire quiescente dans les galaxies centrales des halos massifs.

La pente α_{FL} aux faibles luminosités peut être estimée à $\alpha_{\text{FL},b_j} = -1.85$ et -1.70 pour Λ CDM et τ CDM respectivement, nettement en excès des observations à -1.22 . Notons que l’estimation de ces pentes utilise des points *plus lumineux* que la limite de résolution. Il est clair que cette résolution est trop grossière pour obtenir des *conclusions définitives* sur l’accord avec les pentes observées.

La FL du modèle Λ CDM montre un déficit de galaxies de luminosité L_* par rapport aux observations, alors que la FL du modèle τ CDM contient un excès de telles galaxies. Comme noté par K93b, c’est une conséquence du nombre différent de halos avec $V_{200} \sim 200 \text{ km s}^{-1}$ dans les deux cosmologies, sous la contrainte que les galaxies centrales de ce type de halos doivent reproduire la relation de TF. Finalement, la forme globale de la FL τ CDM est en meilleur accord avec les observations, et les améliorations de la modélisation SA proposées ci-dessus conduisent à des progrès clairs sur ce point par rapport à K99.

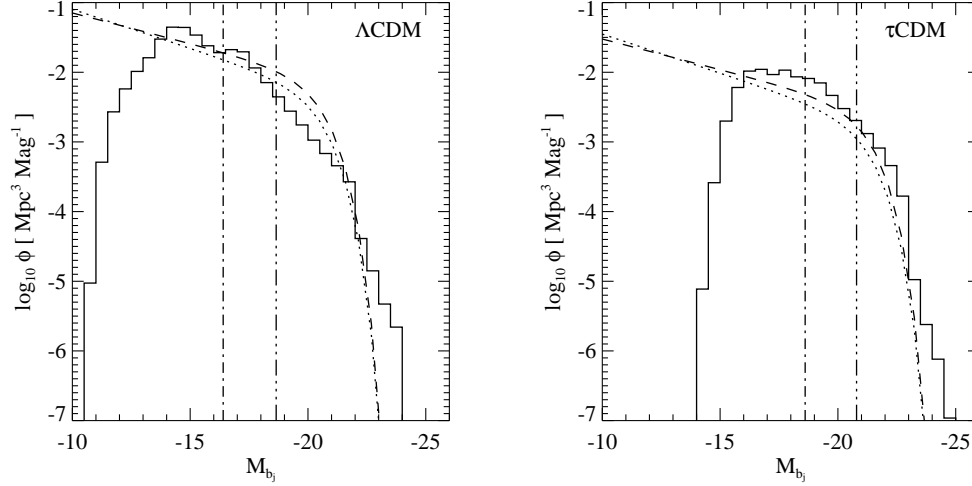


Fig. 2.5: Fonctions de luminosité globales en bande b_j . Les lignes en tirets et en pointillés respectivement sont les fonctions de luminosité observées par les redshift surveys *SDSS* et *2dF GRS*. Les lignes verticales marquent les limites de résolution en b_j des simulations.

Les résultats de Springel et al. (2001a, par la suite S01) suggèrent que la forme de la FL pourrait être améliorée en utilisant des simulations de résolution suffisante, qui permettent de suivre la fusion des galaxies directement en considérant l'évolution des sous-structures de DM dans les halos, plutôt que d'avoir à utiliser un modèle phénoménologique.

Pour comparer directement à K99, on donne sur la Fig. 2.6 la FL en bande B ; les lignes verticales marquent les limites de résolution en B , et les courbes en tirets et en pointillés donnent les résultats des relevés *ESO-Slice* (Zucca et al. 1997) et *APM-Stromlo* (Loveday et al. 1992). Les conclusions sont similaires à celles obtenues dans la bande b_j ; le relevé *ESO-Slice* a une pente sensiblement plus élevée aux faibles luminosités que le relevé *APM-Stromlo* : $\alpha \sim -1.22$ et $\alpha \sim -0.97$ respectivement. Toutefois, le relevé *ESO-Slice* a une profondeur effective plus élevée $z = 0.16$, et les galaxies avec lignes d'émission, qui dominent la densité aux faibles magnitudes, y ont une pente de FL plus raide ($\alpha_{FL} \sim -1.4$), bien qu'encore largement en-deçà de celle estimée pour les simulations.

2.3.4 Propriétés des galaxies semblables à la Voie Lactée

Dans ce paragraphe, on définit les “galaxies semblables à la Voie Lactée” comme les galaxies *centrales* de halos avec $200 < V_{\text{disque}} < 240 \text{ km s}^{-1}$, qui satisfont aussi le critère morphologique “Sb/Sc” utilisé pour construire la relation de Tully-Fisher. La table 2.5 donne les masses stellaires et de gaz froid moyennes, la magnitude absolue en bandes B et I , la couleur, et le TFS *sur le disque* pour ces galaxies. On rappelle aussi leur abondance dans les simulations, qui varie par un facteur 4 entre ΛCDM et τCDM . Ceci s'explique complètement par la différence au niveau de la fonction de masse des halos M_* entre les deux cosmologies.

Nos deux modèles montrent des masses stellaires et des masses de gaz froid similaires, et

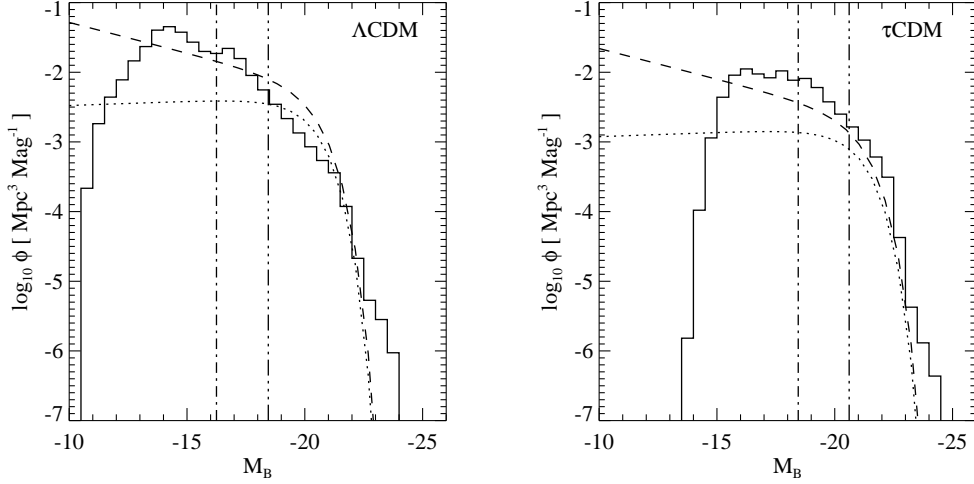


Fig. 2.6: Fonctions de luminosité globales en bande B . Les lignes en tirets et en pointillés respectivement sont les fonctions de luminosité observées par les surveys *ESO-Slice* et *APM-Stromlo*. Les lignes verticales marquent les limites de résolution en B .

Tab. 2.5: Masses stellaires et de gaz froid (en unités M_{\odot}) du disque, taux de formation stellaires du disque (en unités M_{\odot}/an), couleurs et magnitudes pour les galaxies centrales Sb/Sc semblables à la Voie Lactée ($200 < V_{\text{disque}} < 240 \text{ km s}^{-1}$).

| Modèle | M_{*} | M_{gaz} | TFS | $M_B - 5 \log h$ | $M_I - 5 \log h$ | $B - V$ | N |
|---------------------|-----------------------|-----------------------|------|------------------|------------------|---------|-----|
| ΛCDM | 9.32×10^{10} | 1.05×10^{10} | 1.78 | -20.02 | -22.01 | 0.74 | 229 |
| τCDM | 1.58×10^{11} | 1.15×10^{10} | 3.37 | -20.04 | -21.99 | 0.71 | 941 |

comparables à celles estimées pour la Voie Lactée, bien que les TFS sur le disque diffèrent d'un facteur 2 entre les cosmologies. Les valeurs sont de 1.8 et $3.4 M_{\odot}/\text{an}$ dans les cosmologies ΛCDM et τCDM respectivement. Ceci reflète la formation tardive des structures dans le modèle τCDM , qui requiert un TFS plus élevé aux époques récentes pour former suffisamment d'étoiles et pouvoir reproduire la relation de TF observée. Ces deux valeurs sont en accord raisonnable avec les 2 à $3 M_{\odot}/\text{an}$ estimés pour le taux de formation stellaire moyen sur le disque de la Voie Lactée au cours du dernier milliard d'années (Rocha-Pinto et al. 2000b,a).

2.3.5 Morphologies et couleurs

2.3.5.1 Morphologies

On a rappelé dans la partie d'introduction en 4.3.3.7 les limites du rapport de luminosité bulbe/disque $L_{\text{bulbe},B}/L_{\text{disque},B}$ adoptées pour l'estimation des morphologies, ainsi que les fractions de Es, S0s et Sp+Irrs à reproduire. Ces rapports sont estimés ici en utilisant toutes les galaxies plus lumineuses que la limite de résolution en morphologie. Avec $f_{\text{ellip}} = 0.1$,

on obtient 12%, 19% et 69% pour les fractions relatives de ces classes morphologiques pour Λ CDM, et 16%, 14% et 70% pour τ CDM. Pour τ CDM, notre fraction de S0s est légèrement inférieure aux 20% observés. Ceci peut être une autre indication pour une fusion excessive des galaxies : les galaxies centrales demeurent pendant un intervalle de temps restreint à l'intérieur des limites du rapport bulbe/disque qui définissent les S0s, soit parce qu'elles foment un disque stellaire par accrétion ultérieure de gaz froid et par formation stellaire, soit parce qu'elles évoluent en Es suite à des fusions. Les deux processus de refroidissement massif et de fusion sont plus récents dans le cas τ CDM, ce qui conduit à un nombre réduit de S0s comparé à Λ CDM.

Comme les prescriptions pour la modélisation de la fusion dynamique et pour la classification morphologique sont diverses dans la littérature, la comparaison avec les valeurs de f_{ellip} utilisées par d'autres auteurs est difficile. Par exemple, SP99 et K99 reproduisent tous deux les fractions observées avec $f_{\text{ellip}} = 0.25$, mais avec une formule pour le temps de friction dynamique différente de celle utilisée ici. C00 soulignent que les simulations de fusion de galaxies de Walker et al. (1996) et Barnes (1998) suggèrent $0.1 \lesssim f_{\text{ellip}} \lesssim 0.3$.

Sur la Fig. 2.7, on montre les fractions morphologiques pour les galaxies sélectionnées au-delà d'une magnitude absolue maximum M_B donnée. La fraction des galaxies dominées par une composante du bulbe augmente avec la luminosité limite. Les galaxies les plus lumineuses, qui sont principalement les galaxies centrales des amas, sont toutes elliptiques. La variation des fractions morphologiques avec la luminosité est lente, à l'exception d'un accroissement significatif de la fraction des galaxies elliptiques à $M_B = -21.5$ et $M_B = -22.5$ dans les modèles Λ CDM et τ CDM respectivement. On a vérifié que c'est une conséquence de la suppression de la formation stellaire quiescente au niveau des galaxies centrales dans les halos avec $V_{200} > 350 \text{ km s}^{-1}$: augmenter la limite à $V_{200} > 500 \text{ km s}^{-1}$ augmente la luminosité où s'effectue ce changement de pente. Une hypothèse courante pour la prédominance observée des galaxies elliptiques brillantes dans les amas est l'incapacité des flux de gaz froid à produire de nouveaux disques stellaires.

2.3.5.2 Couleurs

Même si la distribution des couleurs n'est pas utilisée pour ajuster les paramètres libres, elle est brièvement abordée ici pour comparer avec la distribution des couleurs du catalogue RC3 de de Vaucouleurs et al. (1991). L'histogramme en traits continus sur la Fig. 2.8 montre la distribution de l'indice de couleur $B - V$ pour toutes les galaxies (fenêtres supérieures) plus brillantes que la limite de résolution en morphologie. Les modèles Λ CDM et τ CDM sont sur les colonnes de gauche et droite respectivement. Deux pics sont évidents sur ces distributions, qui sont séparés en montrant la distribution des galaxies elliptiques (fenêtres intermédiaires) et des galaxies spirales (fenêtres inférieures), définies avec les critères de l'alinéa précédent. L'accord est bon avec K99 et reste raisonnable avec le catalogue RC3 (histogramme en tirets). Si on ne considère que les galaxies des amas (tous les halos avec $V_{200} > 500 \text{ km s}^{-1}$), on obtient la courbe pointillée, montrant que les galaxies des amas sont en moyenne plus rouges que celles du "champ", terme employé ici au sens habituel des galaxies comprises dans les halos avec $V_{200} \leq 500 \text{ km s}^{-1}$.

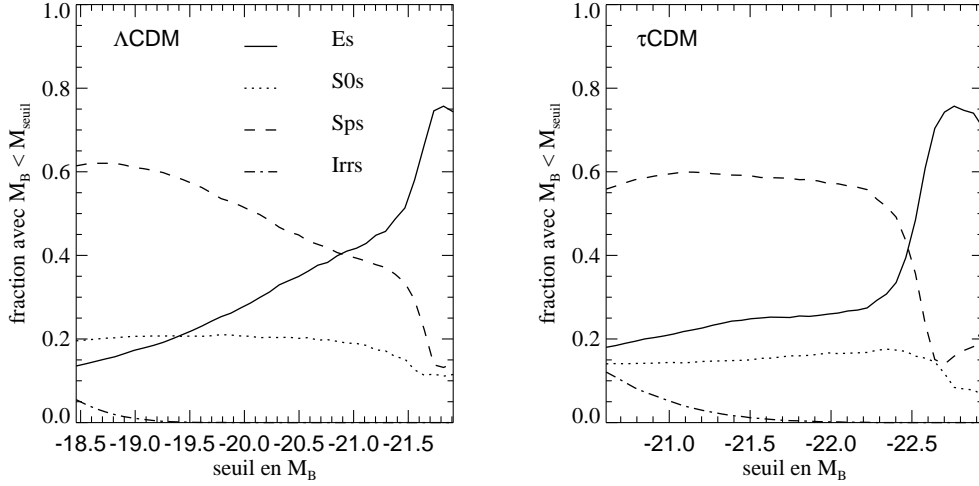


Fig. 2.7: Répartition des morphologies pour les galaxies plus brillantes qu'une magnitude limite M_B donnée.

2.4 La population des galaxies à $z = 0$

2.4.1 Distribution qualitative : plan supergalactique

Dans ce paragraphe, on présente dans un but d'inspection visuelle la répartition des galaxies sur la matière noire : on considère d'abord la population dans son ensemble, sélectionnée en M_B , puis les galaxies actives, avec un TFS *quiescent* suffisamment élevé, et enfin la répartition des galaxies elliptiques et S0s.

La distribution des galaxies plus brillantes que $M_B < -19.5$ et $M_B < -21.3$ en Λ CDM et τ CDM respectivement est donnée sur les panneaux gauche et droit de la Fig. 2.9, pour la même tranche de simulation contenant le plan supergalactique (SG) que celle projetée sur la Fig. 1.3 au chapitre précédent, pour la distribution de matière noire seule. La Voie Lactée est au centre.

Les galaxies sont représentées avec des cercles dont la taille augmente avec la luminosité en bande B et la couleur varie suivant l'indice $B - V$. Les “vides” proches, régions sous-denses en matière noire, en particulier en bas à gauche, à proximité de la limite avec la zone à basse résolution, ne contiennent aucune galaxie à ces magnitudes. On peut noter la prédominance des galaxies rouges dans les amas, et celle des galaxies bleues, actives en termes de formation stellaire, entre ces amas, au niveau des “filaments” de DM.

Pour mieux séparer ces deux composantes, en gardant les limites de luminosité et la géométrie précédentes, les Figs. 2.10 et 2.11 montrent respectivement la distribution des galaxies actives et des galaxies de type morphologique “précoce” : elliptiques et S0s. Les galaxies actives sont sélectionnées avec le TFS *quiescent* : $\dot{M}_{*,\text{disque}} > 0.75$ et $\dot{M}_{*,\text{disque}} > 4 h^{-1} M_{\odot}/\text{an}$ pour Λ CDM et τ CDM respectivement. Les limites de luminosité de la Fig. 2.9 ont aussi été appliquées pour ces deux Figures. Ces critères choisissent un nombre semblable

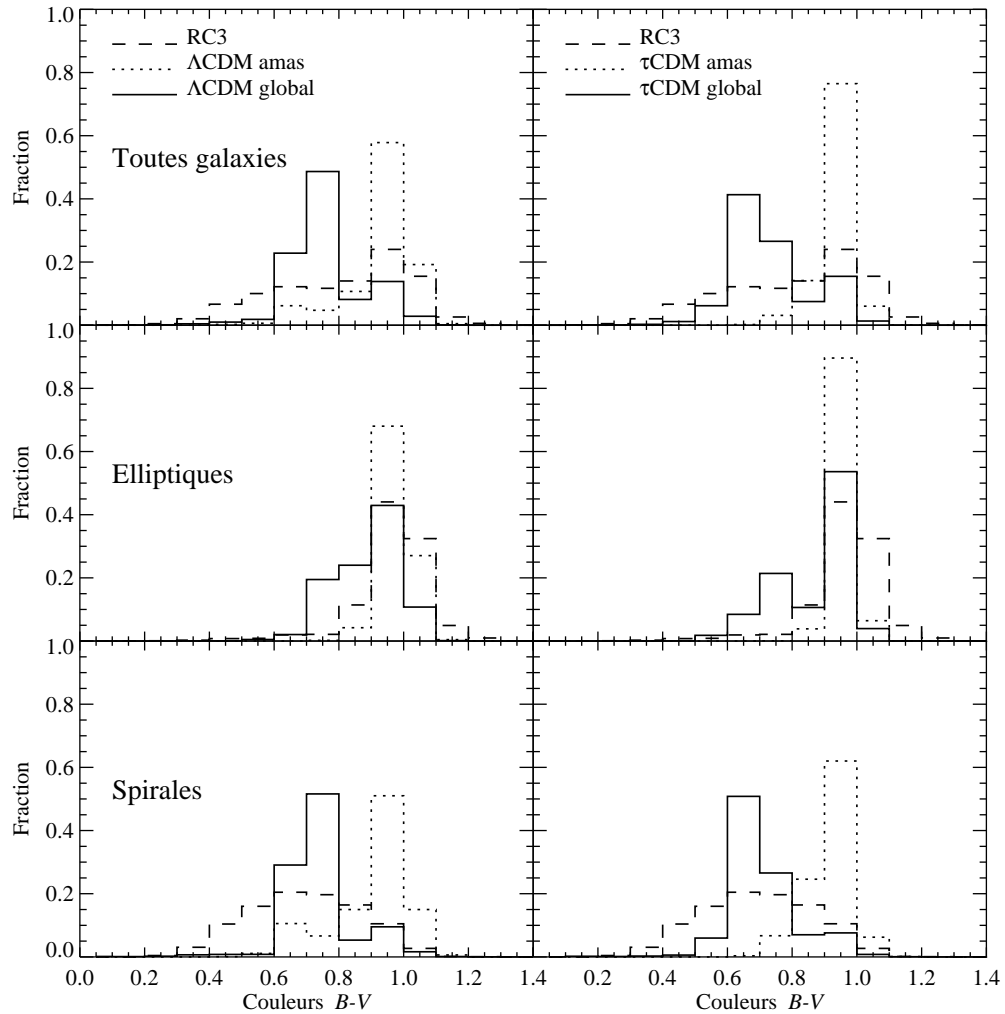


Fig. 2.8: Distribution des couleurs des galaxies selon l'indice $B - V$. Λ CDM et τ CDM correspondent aux colonnes de gauche et droite respectivement. La fenêtre supérieure montre la distribution en couleur pour toutes les galaxies, la fenêtre intermédiaire celle des galaxies elliptiques, et la fenêtre inférieure celle des spirales. Les histogrammes continus, en pointillés et en tirets montrent respectivement toutes les galaxies simulées, la population simulée des amas, et le catalogue RC3.

de galaxies dans les deux cosmologies. Ces galaxies sont évidemment bleues, et largement sous-représentées au niveau des amas. A l'inverse, les Es et S0s sont majoritairement rouges et peuplent préférentiellement les amas. Quelques galaxies Es et S0s bleues se retrouvent sur les filaments, et correspondent à des systèmes capturés durant ou immédiatement après un épisode de starburst, qui rend la galaxie plus bleue en même temps qu'il affecte sa morphologie.

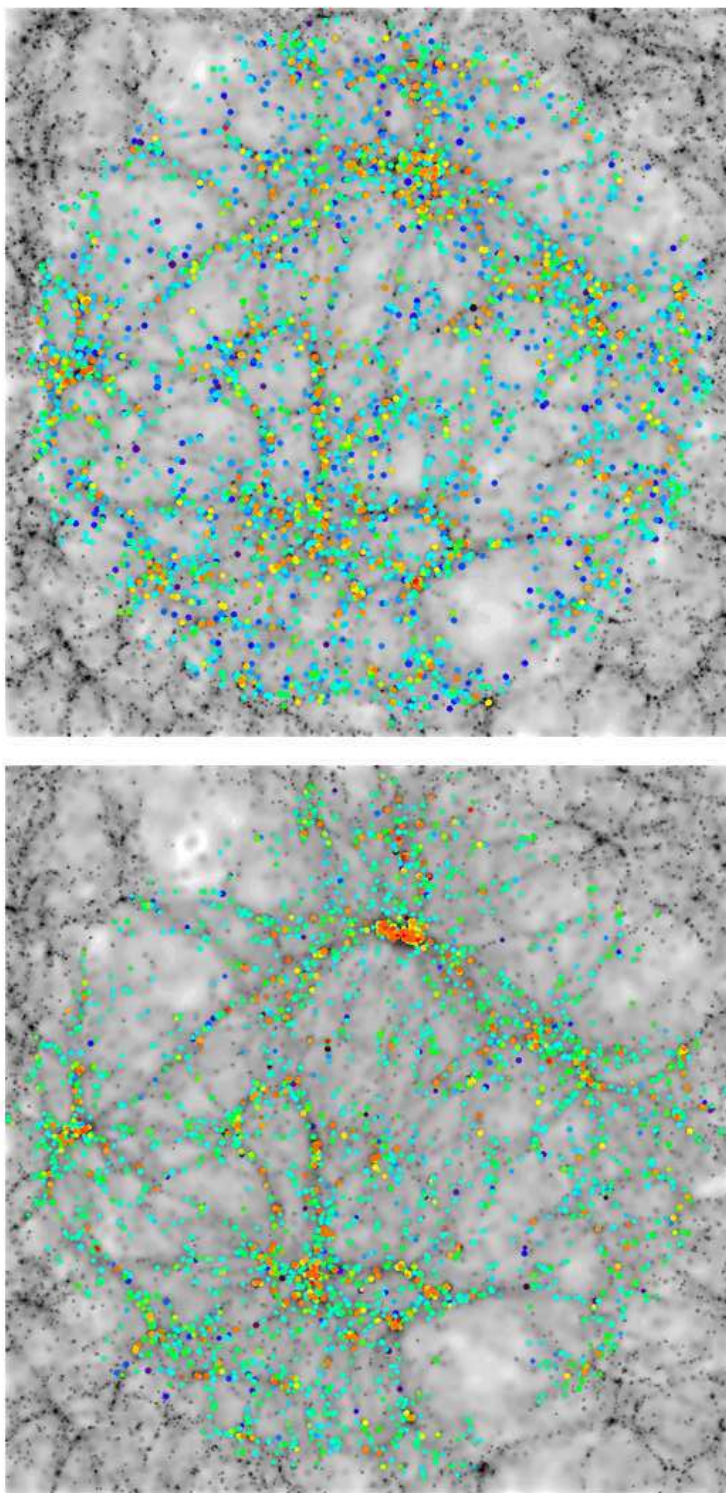


Fig. 2.9: La distribution des galaxies à $z = 0$. Les modèles Λ CDM et τ CDM sont à gauche et à droite, respectivement. La région montrée est identique à celle de la Fig. 1.3. Toutes les galaxies plus brillantes que $M_B < -19.5$ et $M_B < -21.3$ en Λ CDM et τ CDM sont représentées, de façon à sélectionner ~ 3500 galaxies dans les deux cas. La taille des cercles varie avec la luminosité en bande B , et leur couleur avec l'indice $B - V$. 1 cm représente $\sim 18 h^{-1}$ Mpc.

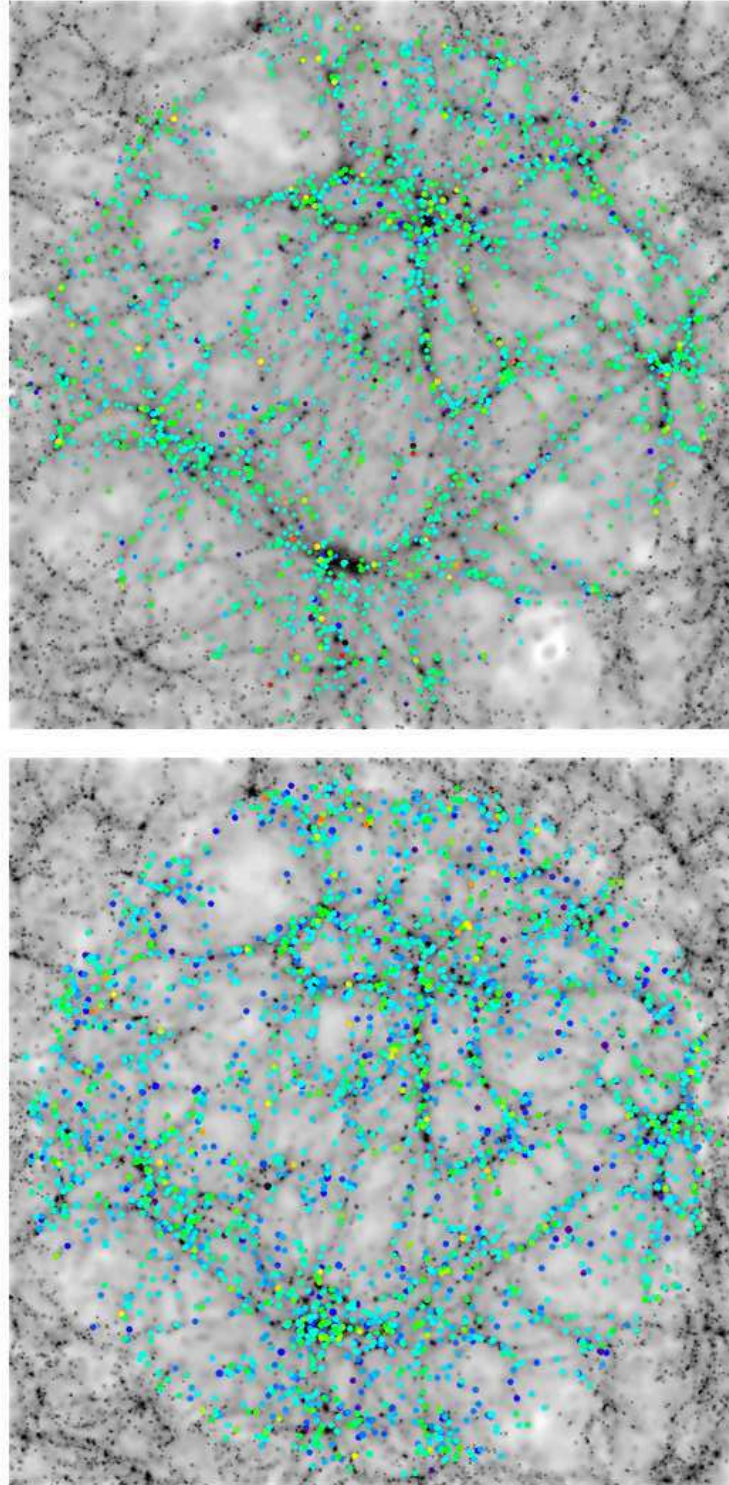


Fig. 2.10: La distribution des galaxies *actives* à $z = 0$. Les galaxies sont telles que $M_B < -19.5$ et $M_B < -21.3$ et une limite de TFS du disque $M_{*,\text{disque}}$ de 0.75 et $4 h^{-1} M_{\odot}/\text{an}$ en ΛCDM et τCDM respectivement. La géométrie de la tranche et le codage des symboles sont similaires à ceux de la Fig. 2.9.

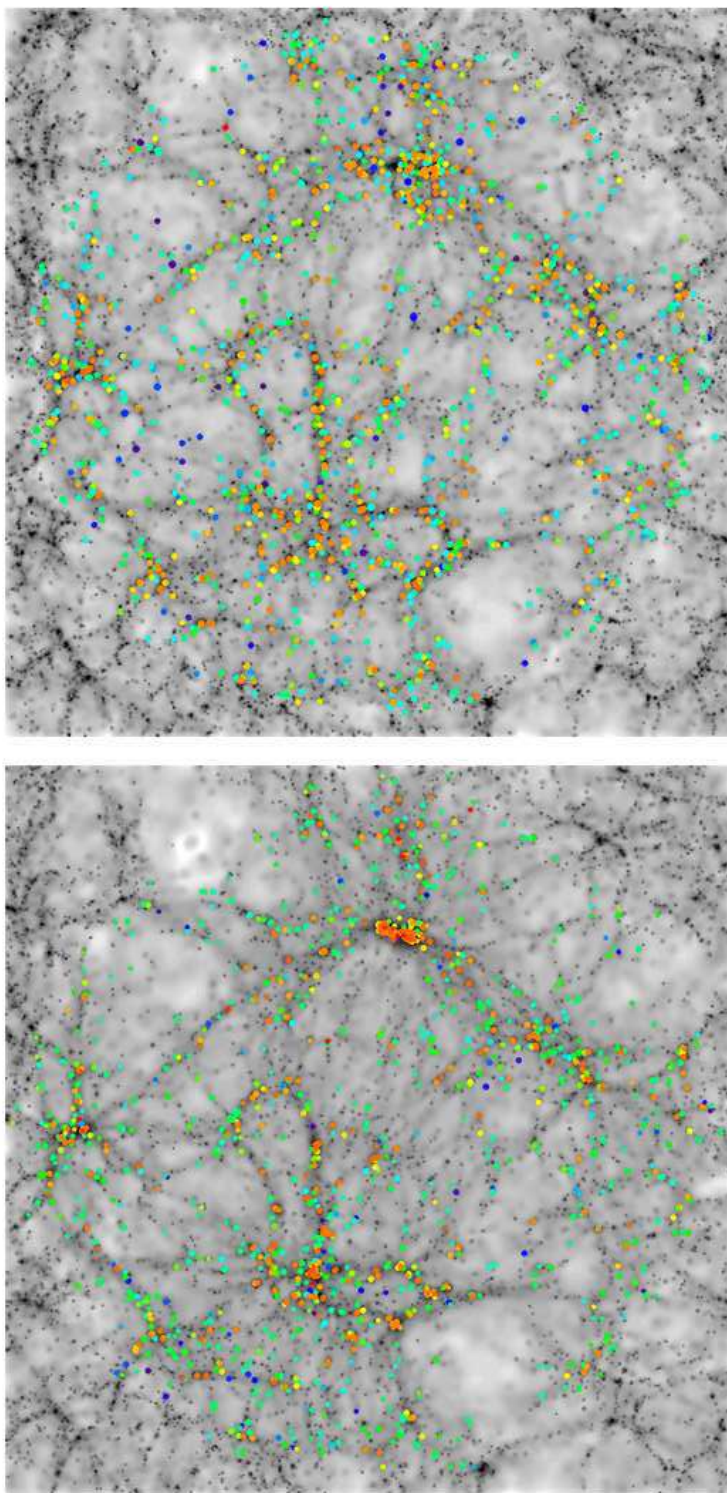


Fig. 2.11: La distribution des galaxies elliptiques et S0 à $z = 0$. Les galaxies sélectionnées sont telles que $M_B < -19.5$ et $M_B < -21.3$ en Λ CDM et τ CDM respectivement et suivant le critère morphologique du rapport de luminosité bulbe/disque en bande B . La géométrie de la tranche et le codage des symboles sont similaires à ceux de la Fig. 2.9.

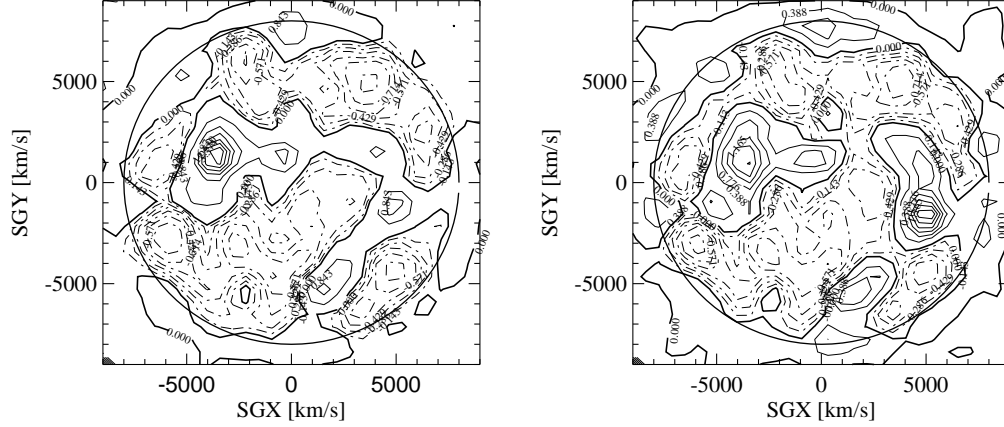


Fig. 2.12: Contours d’isodensité δ_{gals} des galaxies plus brillantes que les limites de résolution, évalués avec des noyaux de lissage gaussiens centrés sur le plan supergalactique, et une longueur de lissage de $5 h^{-1}$ Mpc. Λ CDM et τ CDM sont à gauche et à droite.

Les Figs. 2.12 et 2.13 montrent les cartes de surdensité δ_{gals} des galaxies plus brillantes que la limite de résolution, évaluées sur une grille recouvrant le plan supergalactique, pour deux longueurs de lissage $R_{\text{filt}} = 5 h^{-1}$ Mpc et $10 h^{-1}$ Mpc. Les modèles Λ CDM et τ CDM sont à gauche et à droite. En tout point de la grille, les surdensités δ_{gals} ont été obtenues en moyennant la distribution des galaxies de l’ensemble de la simulation avec des fenêtres gaussiennes :

$$W(r) = \frac{1}{(2\pi R_{\text{filt}}^2)^{3/2}} \exp\left(\frac{-r^2}{2R_{\text{filt}}^2}\right) \quad (2.3)$$

de dispersion R_{filt} centrées sur les noeuds de la grille. Au delà des 8000 km s^{-1} où la population des galaxies a été simulée, une distribution de Poisson de densité similaire à celle des galaxies a été rajouté artificiellement pour la continuité du graphique.

Comme prévu, il y a déjà un accord raisonnable entre les deux cosmologies pour un lissage sur $5 h^{-1}$ Mpc, qui devient meilleur sur $10 h^{-1}$ Mpc. Les trois pics principaux de densité sont Coma en haut de la fenêtre, le “picGrand Attracteur au centre gauche, et le complexe Pisces-Perseus au centre droit. L’ensemble formé par l’amas de Virgo et le Superamas Local est aussi évident juste au-dessus du centre des figures. Ces cartes peuvent être comparées avec celles de la densité des galaxies reconstruites directement à partir de divers surveys *IRAS* (e.g. Branchini et al. 1999). La similarité est encourageante en raison des nombreuses étapes invoquées entre l’utilisation du catalogue de galaxies *IRAS* à 1.2 Jy pour contraindre le champ de densité initial et l’obtention du champ simulé de densité des galaxies à $z = 0$.

Avant d’aborder la comparaison quantitative avec les observations, les deux paragraphes suivants présentent d’abord les résultats simples (FL, profils radiaux et ségrégation radiale) obtenus au niveau de la population simulée des amas de galaxies, puis vérifient la FL de l’ensemble de la simulation et la distribution des couleurs des galaxies en utilisant la bande

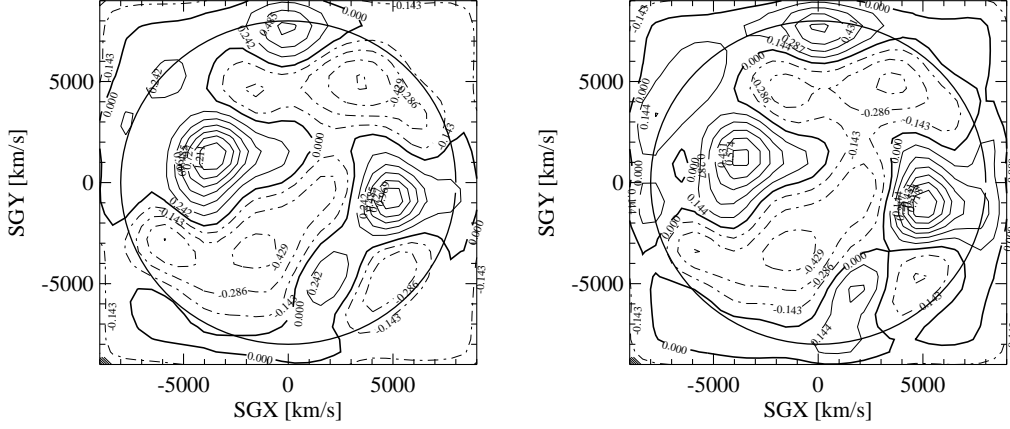


Fig. 2.13: Même Figure que 2.12, mais pour une longueur de lissage de $10 h^{-1}$ Mpc.

K , dans l'IR proche, plutôt que la couleur bleue adoptée jusqu'ici.

2.4.2 Amas de galaxies

2.4.2.1 Fonctions de luminosité

Les fonctions de luminosité moyennes des amas de galaxies en bande B sont données en Fig. 2.14. Pour les deux cosmologies, on a moyenné la FL sur les 30 amas les plus massifs avec $V_{200} > 700 \text{ km s}^{-1}$, en considérant uniquement les galaxies plus brillantes que la limite de résolution, et comprises dans le rayon viriel. Chacun des amas a été normalisé à une masse virielle de $10^{15} M_{\odot}$. Le cas ΛCDM est à gauche. La FL est en unités nombre de galaxies par intervalle de demi-magnitude. Les histogrammes en ligne continue, pointillés, et tirets montrent les FL pour toutes les galaxies des amas, pour les galaxies satellite et pour les galaxies centrales, qui sont généralement aussi les GPL des amas, respectivement.

En comparant la cosmologie ΛCDM à la figure 3 de Diaferio et al. (2001), on note que la FL des galaxies centrales des amas se sépare aussi de la population des satellites, et qu'un "pic" dans la FL globale, pour toutes les galaxies, est apparent à $M_B \sim -22.5$, qui correspond à la magnitude typique des galaxies centrales notée par Diaferio et al. (2001). La séparation entre galaxies centrales et satellites montre que ce pic est majoritairement constitué par les premières, au moins dans l'intervalle $-22 \gtrsim M_B \gtrsim -23$. Dans l'intervalle $-23 \gtrsim M_B \gtrsim -24$, la contribution des satellites s'accroît à nouveau et dépasse celle des galaxies centrales : l'intervalle $[-23.5, -24]$ est très bruité et ne contient en fait qu'une seule galaxie centrale (sur l'ensemble des 30 amas les plus massifs), et 2 satellites associés, d'où l'inversion des histogrammes. L'amplitude de la FL des satellites est très similaire à celle de Diaferio et al. (2001).

La FL globale (toutes galaxies) du cas τCDM présente un plateau (ou mieux, s'infléchit) aux grandes luminosités, par rapport à la pente raide ($\alpha \sim -1.4$) mesurée à L_* et en-dessous. Ici aussi, la séparation entre galaxies centrales et satellites montre que ce plateau est contribué

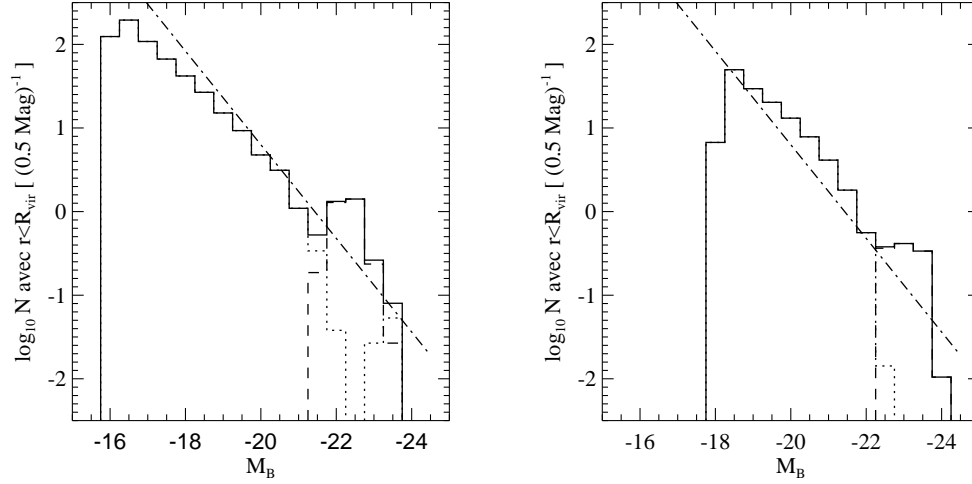


Fig. 2.14: Les fonctions de luminosité moyennes en unités nombre de galaxies par demi-magnitude, en bande B , des amas de galaxies, calculées sur les 30 amas les plus massifs des deux cosmologies (Λ CDM est à gauche). Les galaxies sélectionnées sont comprises dans le rayon viriel, et la FL est normalisée sur un amas de masse virielle $10^{15} M_{\odot}$. Les histogrammes continus, en pointillés et en tirets montrent respectivement toutes les galaxies, les galaxies satellites seules, et les galaxies centrales seules. La ligne alternée montre une pente $\alpha = -1.4$.

uniquement par les galaxies centrales.

2.4.2.2 Profils radiaux de densité

La figure 2 de Diaferio et al. (1999, dans la suite D99) donne les profils radiaux cumulatifs de surdensité de DM et de surdensité du *nombre* de galaxies, sélectionnées suivant des critères de luminosité puis de couleur, pour mettre en relief le *biais* dans les amas. Ces profils sont obtenus dans les simulations *GIF* non contraintes de modèles Λ CDM et τ CDM. Les profils de DM et des galaxies sont en bon accord entre eux, de même qu’avec un profil NFW rappelé dans la première partie : le biais est faible, sauf à des échelles inférieures à $r/R_{200} \sim 0.1$, et plus marqué en couleur qu’en luminosité. Notons que D99 calculent ces profils en moyennant sur tous leurs halos plus massifs que $M_{200} = 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$.

Après avoir moyenné sur nos mêmes 30 halos massifs précédents, la Fig. 2.15 montre les profils cumulatifs en fonction de $u = r/R_{200}$ de la densité de DM $\rho_{\text{DM}}(< u)$ (en ligne continue, reproduite à l’identique verticalement) de densité en nombre de galaxies $n(< u)$ (carrés, fenêtre supérieure), de densité de masse stellaire $\rho_*(< u)$ (carrés, fenêtre intermédiaire) et de densité de luminosité en bandes B et I : $j_B(< u)$, $j_I(< u)$ (carrés et triangles, fenêtre inférieure), Λ CDM est à gauche, τ CDM à droite.

D99 excluent la galaxie centrale dans leur tracés, avec l’argument que son positionnement sur la particule la plus liée est artificiel. Pour montrer l’effet de l’inclusion de cette galaxie centrale, on calcule d’abord les profils de baryons en excluant la galaxie centrale, puis on

l'inclut dans l'analyse. Chacun des deux types de profil de densité a été normalisé pour être au niveau du profil de DM à $u = 1$, mais par souci de lisibilité, les profils *avec la galaxie centrale*, et le profil associé de DM, ont été *translatés vers le bas* par un facteur 10^3 .

Les comportements sont très similaires dans les deux cosmologies. Les profils cumulatifs de densité de DM sont en accord avec le profil NFW, de même que la densité du nombre de galaxies. Ceci est en accord avec les simulations *GIF*, en excluant de la galaxie centrale. La masse stellaire est positivement biaisée par rapport à la DM aux faibles u , lorsque l'on tient compte de la galaxie centrale, qui est aussi en général trop massive, comme on l'a souligné au début du chapitre. Ignorer la galaxie centrale replace la courbe de densité stellaire au niveau de la courbe de densité de DM. Les densités de luminosité en B et en I suivent les mêmes variations que la densité de masse stellaire, et la couleur $B - I$ ne varie pas sensiblement avec u . Enfin, rappelons (1) que ces courbes sont cumulatives, et que les variations sont intégrées et (2) que des différences assez notables apparaissent en considérant les halos séparément : les 3 halos les plus massifs du modèle Λ CDM ne montrent pas le même niveau de biais DM/masse stellaire pour $u \sim 0.1$: il varie par un facteur 2.

2.4.2.3 Ségrégation morphologique radiale

La ségrégation morphologique radiale des galaxies (au-delà de la résolution de morphologie) des amas est montrée par la Fig. 2.16. Sur cette Figure, les galaxies ne sont pas projetées : la ségrégation morphologique en fonction de la distance projetée au centre de l'amas sera abordée au chapitre suivant avec les comparaisons aux observations. Les fractions morphologiques sont cumulatives, et sont données en fonction de $u = r/R_{200}$. Les profils ont été moyennés sur tous les amas avec $V_{200} > 1000 \text{ km s}^{-1}$, soit 15 et 17 amas pour Λ CDM et τ CDM respectivement. On retrouve la prédominance des galaxies elliptiques au centre des amas, et l'augmentation de la contribution des galaxies spirales avec u , pour les deux cosmologies. La part des galaxies S0 est constante de l'ordre de 10% en Λ CDM, après $u = 0.1$, et elle atteint cette valeur à $u = 1$ dans la cosmologie τ CDM. Rappelons qu'une explication possible pour la faible fraction de S0s est la surestimation des fusions par friction dynamique, comme au paragraphe 2.3.5.1. Une autre est le fait que le harcèlement des disques des galaxies spirales par les forces de marée dans des environnements denses comme les amas n'est pas considéré par le modèle SA : un tel processus peut être à l'origine de la transformation d'une partie des spirales en S0s (Dressler et al. 1997; Moore et al. 1996, 1998). Sa représentation demande des résolutions beaucoup plus élevées. Enfin, Lanzoni (2002); Okamoto & Nagashima (2002) étudient les transformations morphologiques obtenues dans des modèles semi-analytiques qui incluent les effets de perte du gaz du disque des galaxies par pression dynamique du gaz de l'amas. Okamoto & Nagashima (2002) concluent que ces effets de pression ne peuvent expliquer le déficit des modèles hiérarchiques à reproduire le nombre observé de S0 dans les amas. Ils montrent que des épisodes de "starburst" modérés induits par des fusions mineures peuvent expliquer la fraction galaxies intermédiaires.

2.4.3 Résultats en bande K

Par rapport aux résultats ci-dessus obtenus dans les bandes bleues B et b_j , la bande K en infrarouge proche, plus sensible à la masse stellaire totale des galaxies, et beaucoup moins affectée par la correction d'extinction, permet aussi de vérifier la normalisation de la FL, la

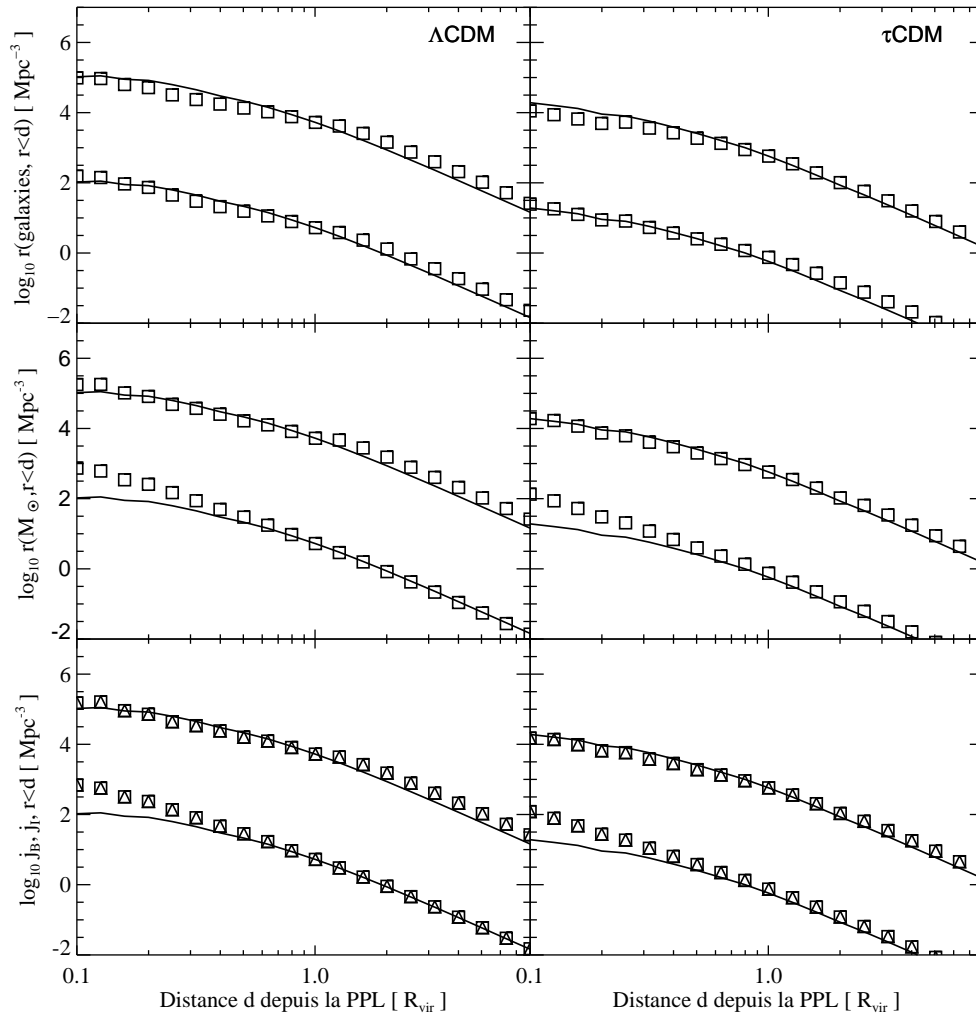


Fig. 2.15: Profils radiaux *cumulatifs*, moyennés sur 30 amas massifs, des densités de DM (courbes continues, reproduites à l'identique verticalement), du nombre des galaxies (carrés, en haut), de la masse stellaire (carrés, au milieu) et de la luminosité en B et I (carrés et triangles, en bas). Sur chaque panneau, les tracés supérieurs sont obtenus en excluant la galaxie centrale, les tracés inférieurs en l'incluant. Les profils ont été normalisés pour s'accorder avec ceux de DM à $r = R_{200}$, et les cas incluant la galaxie centrale ont été translatés vers le bas par un facteur 10^3 . Λ CDM est à gauche, τ CDM à droite.

luminosité des galaxies centrales, même si celles-ci ont généralement un disque négligeable et la correction d'extinction en bande B n'est pas significative, et la distribution des couleurs.

La Fig. 2.17 montre la FL globale en bande K (histogramme continu), avec les fonctions de Schechter obtenues à partir des données (toutes galaxies) du *2dF GRS* (Cole et al. 2001),

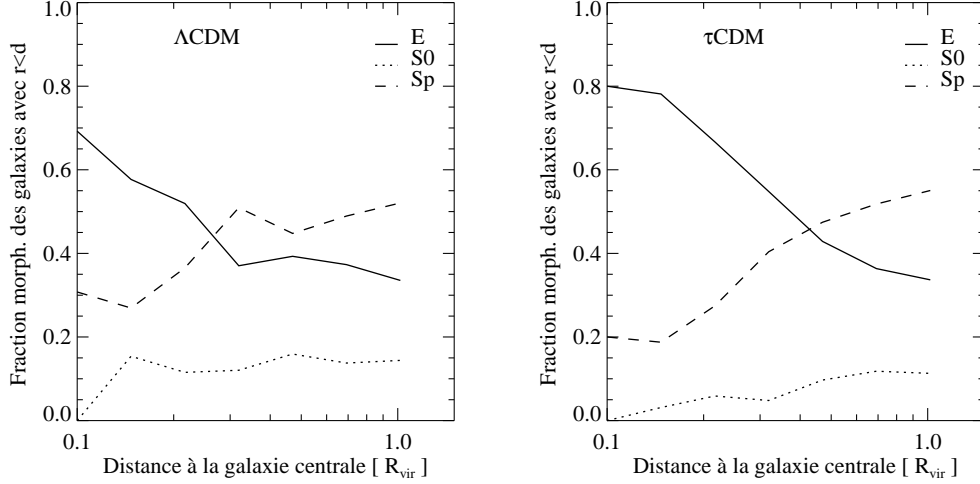


Fig. 2.16: Ségrégation morphologique cumulative radiale des galaxies dans les amas avec $V_{200} > 1000 \text{ km s}^{-1}$. Les courbes continues, en pontillées et en tirets montrent les fractions dans $u = r/R_{200}$ des galaxies elliptiques, spirales et S0 respectivement (au-delà de la limite de résolution de morphologie).

en tirets, et du redshift survey de Mobasher et al. (1993), en pointillés. Ces dernières données sont restreintes aux *galaxies du champ* et ne sont tracées qu'à titre d'information.

Les mêmes problèmes de forme que ceux apparus sur la FL en bande B sont visibles : pente de la FL trop forte aux faibles luminosités, amplitude au niveau de L_* (surabondance pour τCDM , et déficit pour ΛCDM), et présence de galaxies trop lumineuses. En particulier, la pente du $2dF\text{ GRS}$ en bande K est beaucoup plus faible qu'en b_j : $\alpha_K = -0.96$ contre $\alpha_{b_j} = -1.3$. Un trait majeur de la LF en bande K dans les deux cosmologies est l'excès marqué de galaxies entre la limite de résolution en luminosité et la limite de résolution en morphologie, par rapport aux observations. La cause de cet excès de galaxies faibles en bande K n'est pas claire. On propose ci-dessous une explication mais une meilleure compréhension de l'influence des hypothèses faites dans le cadre du modèle SA et de celle des paramètres libres sur la FL en bande K est clairement requise. Dans cette direction, on a testé un modèle où l'efficacité de la formation stellaire dépend du redshift selon $\alpha = \alpha(z) \propto (1+z)^{-1}$, avec les mêmes contraintes de normalisation au niveau de la TF en bande I et de la LF en bande b_j , pour tester l'influence de l'âge moyen des populations stellaires sur la FL en bande K . Comme sur la figure 1 de Kauffmann & Haehnelt (2000), on ne trouve aucune variation notable de la LF en bande K , par rapport à $\alpha = cst$.

La Fig. 2.18 donne la FL des amas en bande K , obtenue comme dans le paragraphe 2.4.2. En comparant avec la bande bleue de la Fig. 2.14, les pics aux grandes luminosités, contribués exclusivement par les galaxies centrales, apparaissent plus nettement.

Enfin, la distribution des couleurs des galaxies simulées mesurées avec l'indice $b_j - K$ est donnée par l'histogramme continu sur la Fig. 2.19. L'histogramme en tirets donne la répartition de $b_j - K$ pour un ensemble de galaxies représentatif du "mélange" cosmologique,

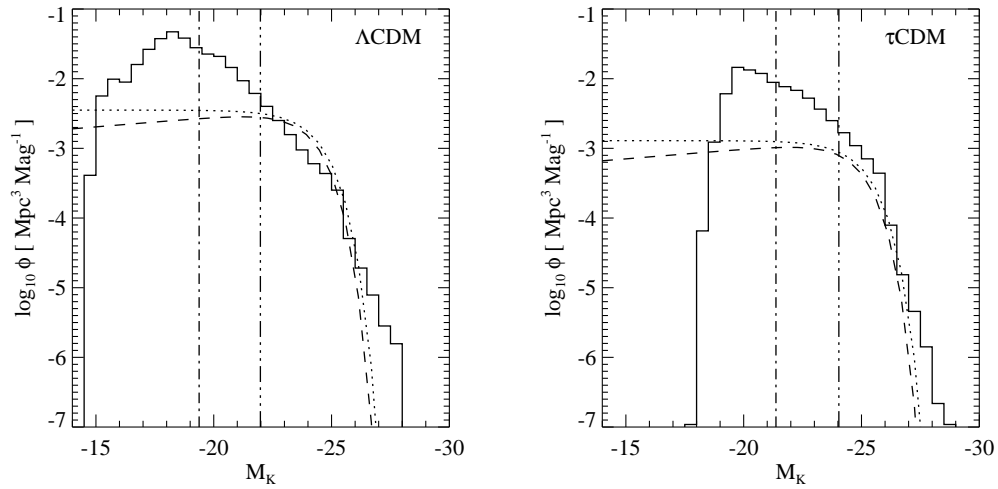


Fig. 2.17: Fonctions de luminosité globales en bande K . Les courbes en tirets et en pointillés respectivement sont les fonctions de luminosité observées par Cole et al. (2001) dans le $2dF\ GRS$ et pour les galaxies “du champ” par Mobasher et al. (1993). Les lignes verticales marquent les limites de résolution de luminosité et de morphologie en bande K .

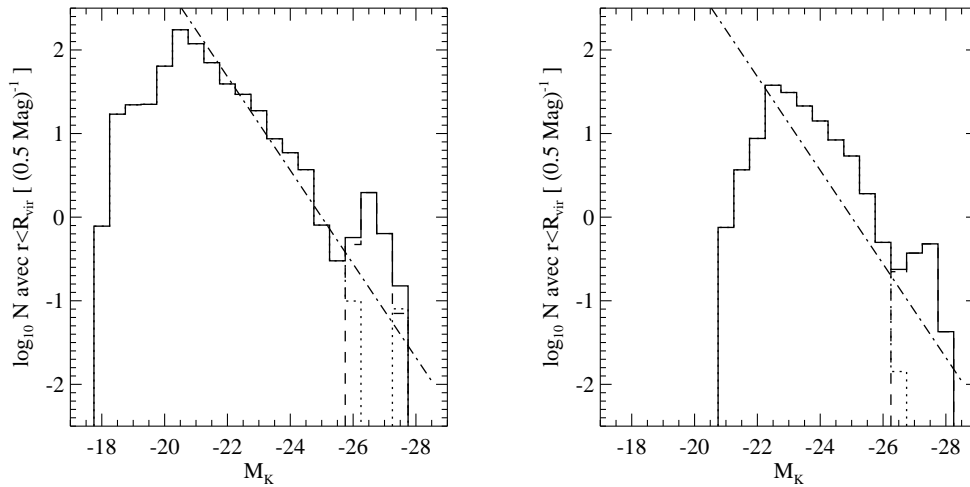


Fig. 2.18: Les fonctions de luminosité moyennes (unités nombre de galaxies par demi-magnitude) en bande K des amas de galaxies calculées sur les 30 amas les plus massifs des deux cosmologies (Λ CDM est à gauche). La sélection des galaxies et le calcul de la FL sont similaires à la Fig. 2.14. La ligne alternée montre une pente de $\alpha = -1.4$.

obtenu par Mobasher et al. (1986). Dans les deux cosmologies simulées, les galaxies brillantes $-21 < M_{b_j} < -20$ sont plus bleues que les observations, ce qui peut aussi être interprété, au niveau des galaxies *centrales* comme le résultat de la formation stellaire tardive en mode de “starburst”, qui est associée aux fusions majeures et qui semblent excessives dans nos simulations. Cette formation stellaire qui se poursuit à $z = 0$ dans les deux cosmologies décale naturellement vers le bleu la couleur des galaxies centrales, par rapport aux observations. Aux luminosités intermédiaires : $-20 < M_{b_j} < -18$ pour Λ CDM et $-20 < M_{b_j} < -19$ pour τ CDM, l’accord est honnête, mais les observations sont plus dispersées. Enfin, les galaxies faibles situées immédiatement au-delà de la limite de résolution : $-18 < M_{b_j} < -16$ pour Λ CDM et $-19 < M_{b_j} < -18$ pour τ CDM, ont tendance à être plus rouges que les observations, particulièrement pour le modèle Λ CDM. Globalement, les galaxies simulées, dans les trois domaines de sélection de M_{b_j} , ont des indices $b_j - K$ similaires. Ce n’est pas le cas des observations, où plus galaxies sont faibles en b_j , plus elles semblent bleues, mais avec une forte dispersion. Ceci explique en partie la similarité des pentes α_K et α_{b_j} des FL des galaxies simulées, et leur différence importante par rapport aux observations. On peut tenter d’expliquer cette différence de couleurs par :

- l’extrapolation abusive aux galaxies de faibles luminosités de la loi de Wang & Heckman (1996) pour traiter l’extinction par les poussières.
- une modélisation trop simple de la formation stellaire au niveau des galaxies satellites des groupes et des amas massifs, à des luminosités $M_K - 5 \log h \sim -21$. Par exemple, la capture par les potentiels gravitationnels des galaxies satellite d’une fraction substantielle du gaz refroidi pourrait (1) diminuer le rougissement des satellites des amas massifs à $z = 0$ (2) augmenter leur luminosité et (3) diminuer la luminosité des galaxies centrales (voir le chapitre suivant).
- enfin un biais des observations : l’échantillon de Mobasher et al. (1986) ne comprend que 194 galaxies, dont moins de 10% de galaxies elliptiques, et la distribution morphologique de leur “mélange cosmologique” s’écarte de celles des simulations.

La première hypothèse modifierait essentiellement les couleurs des galaxies des simulations, alors que la deuxième changerait leur couleur et la FL en bande K . On prévoit d’approfondir ce point dans un travail futur, en utilisant par exemple la distribution de couleurs $b_j - K$ de relevés comme le *2dF GRS*.

2.5 Conclusion

Le modèle SA de K99 a été légèrement modifié pour obtenir une population de galaxies à $z = 0$ en meilleur accord avec celle observée localement, sur la base de la relation de TF en bande I , des propriétés des galaxies similaires à de la Voie Lactée, et de la fonction de luminosité en bande b_j . L’influence qualitative des trois paramètres libres α , efficacité de la formation stellaire, ϵ , efficacité du recyclage du gaz froid par les SNe et f_{bar} , fraction de baryons a été discutée au niveau de la relation de TF et des masses stellaires et gazeuses des galaxies spirales. Ces deux dernières “contraintes” observationnelles, avec la répartition morphologique des galaxies déterminée par f_{ellip} sont très bien reproduites par notre choix de paramètres “nominaux” pour les deux cosmologies. La distribution des couleurs avec l’indice $B - V$ suit aussi relativement bien celle du catalogue RC3. Par contre la forme de la FL ne reproduit que trop grossièrement les observations, en particulier comparée à l’accord obtenu

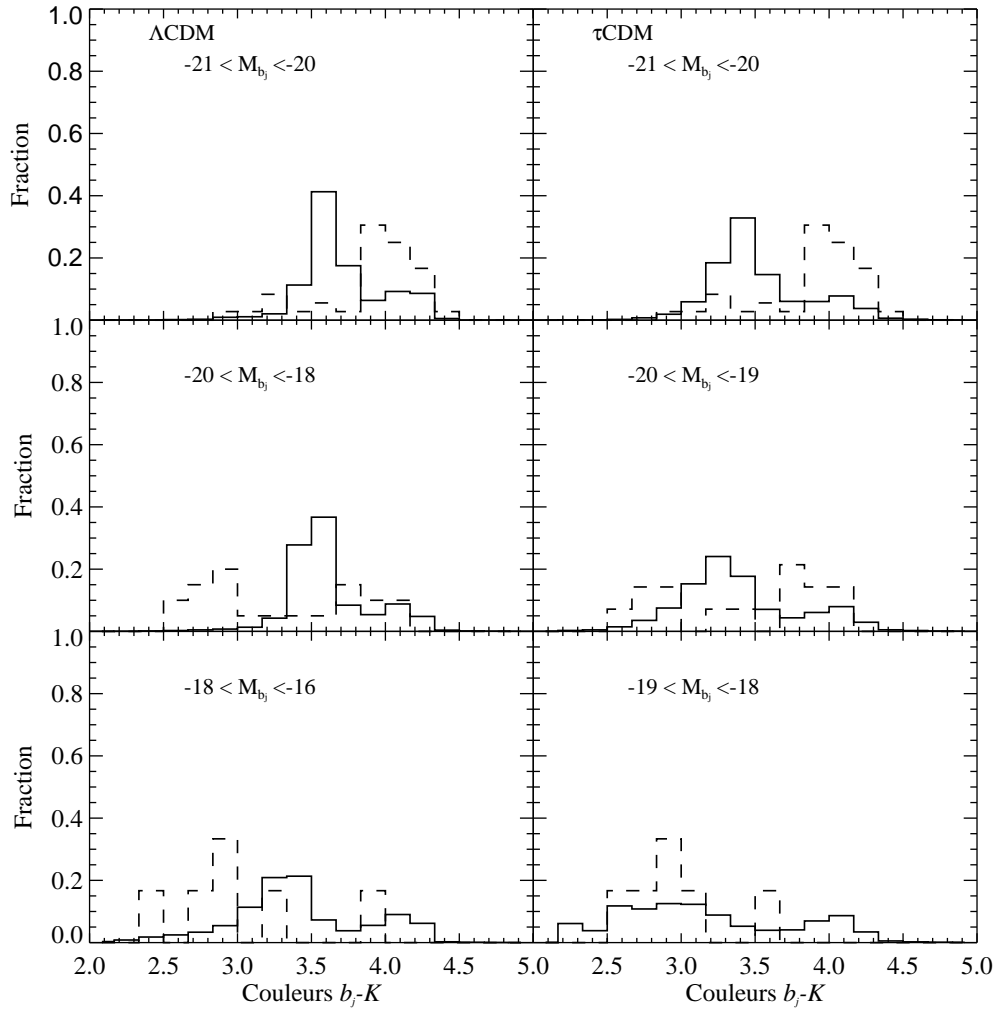


Fig. 2.19: Distribution des couleurs (histogramme en ligne continue) mesurées par l'indice $b_j - K$ des galaxies sélectionnées dans des intervalles de magnitude b_j . Λ CDM et τ CDM sont sur les colonnes de gauche et droite respectivement. L'histogramme en tirets donne la distribution mesurée sur le catalogue de galaxies de Mobasher et al. (1986).

par d'autres groupes utilisant les techniques SA sur des arbres de fusion Monte-Carlo (SP99, C00) qui disposent toutefois de plus de paramètres libres. Le problème de la pente de la FL aux faibles luminosités ne peut être qu'entrevu ici en raison de la limite de résolution de luminosité. La normalisation au niveau de L_* est *forcée* par la fonction de masse des halos, donnée par la cosmologie, et par le fait que l'on fixe *préférentiellement* nos paramètres sur la base de la relation de TF. Enfin, la présence de galaxies trop lumineuses est imputable dans grande mesure à la prescription de fusion par friction dynamique. L'obtention d'une

meilleure FL, et la perspective d'une réduction de la fraction des baryons dans la cosmologie EdS, sont deux motivations principales pour les extensions du modèle SA considérées dans le dernier chapitre de cette partie.

Les planches de la distribution spatiale des couleurs et des luminosités relatives des galaxies, obtenues au voisinage du plan supergalactique témoignent de façon visuelle du succès à grande échelle des deux modèles SA : la répartition des galaxies elliptiques et S0s, et celles des galaxies actives en termes de TFS sont qualitativement conformes aux observations. Les contours d'isodensité de la distribution des *galaxies* sur le plan SG moyennée sur des échelles de $5 h^{-1}$ Mpc et $10 h^{-1}$ Mpc reproduisent aussi les grandes structures des catalogues locaux, comme les amas de Coma et Virgo, le superamas Pisces-Perseus, le Grand Attracteur.

En se focalisant à plus petite échelle, on a montré que la FL en bande B des galaxies simulées, moyennée sur les amas massifs, est en accord avec les précédentes simulations *GIF*. Comme dans ces simulations *GIF*, les profils cumulatifs radiaux moyens de densité de DM et de densité du nombre de galaxies calculés ici sont similaires à la forme NFW et ne montrent pas de biais significatif. Seuls, les profils radiaux cumulatifs de densité de masse stellaire, et de luminosité sont positivement biaisés par rapport à la DM, jusqu'à $0.1 \times R_{200}$, si on tient compte de la contribution de la galaxie centrale. La FL des amas, par contre, aux grandes luminosités, est en accord avec les simulations *GIF*.

Enfin, les résultats obtenus en bande K montrent les mêmes problèmes associés à la forme de la FL, avec un désaccord avec les observations encore plus marqué au niveau de la pente à faible luminosité. Ceci est probablement lié à la distribution de l'indice de couleur $b_j - K$, qui ne reproduit pas les observations.

Avec l'exception notable de la forme de la FL, les analyses les plus immédiates confirment donc la validité des deux modèles SA utilisés. Dans la suite de cette partie, on considère l'accord quantitatif, d'abord avec les amas observés localement, puis avec la distribution des galaxies à grande échelle.

3

Comparaison aux amas locaux

Résumé

Ce chapitre aborde le premier aspect de la comparaison de la population locale observée des galaxies avec celle simulée par les modèles semi-analytiques normalisés dans le chapitre précédent. Les amas de galaxies simulés les plus massifs sont comparés au cas par cas à ceux qu'ils reproduisent dans l'Univers Local. Il est surprenant que cette comparaison soit possible : les amas de galaxies sont systématiquement sous-représentés dans le survey *IRAS* à 1.2 Jy qui a été utilisé pour obtenir les conditions initiales des simulations. On montre qu'une identification convaincante est cependant permise : les positions et les masses de matière noire simulées sont proches des observations. Par contre, les luminosités des galaxies les plus brillantes sont généralement excessives dans les simulations, alors que les galaxies de rang supérieur sont souvent trop faibles. Ceci conforte l'hypothèse d'une fusion excessive des galaxies satellites massives avec la galaxie centrale. Les rapports M/L en bande b_j que l'on déduit sont trop élevés par un facteur 2 à 3, un résultat en accord avec d'autres simulations numériques. La différence est toutefois réduite en bande B . Une modélisation plus précise est nécessaire pour comprendre l'origine de ce désaccord. Enfin, la ségrégation morphologique radiale projetée des galaxies simulées est en accord avec les observations, bien que les tendances ne soient pas aussi marquées.

Parmi les amas riches au voisinage de la Voie Lactée, ceux de Coma, Virgo, du Centaure, d'Hydra et de Persée sont particulièrement intéressants pour comparer aux résultats des simulations. Malgré la sélection en IR lointain du survey *IRAS* utilisé pour les conditions initiales, tous sont suffisamment massifs pour être reproduits dans les simulations contraintes, et ils satisfont $cz < 8000 \text{ km s}^{-1}$. Ils sont identifiés dans les simulations comme suit : les coordonnées et redshifts observés sont obtenus avec la base de données extragalactique NASA/IPAC ¹, et l'amas correspondant dans les simulations est le groupe le plus massif situé à moins de

¹<http://nedwww.ipac.caltech.edu/forms/byname.html>

$R_{\max} = 7 h^{-1}$ Mpc de la position attendue dans l'espace des redshifts. Ce rayon de recherche a été choisi arbitrairement pour retrouver les cinq amas sélectionnés, une méthode passablement *ad hoc*, mais probablement la seule possible.

L'accord en position entre les amas réels et simulés, donné dans la table 3.1 est assez bon, à l'exception de l'amas du Centaure du modèle Λ CDM, qui est à $6.7 h^{-1}$ Mpc de la position attendue. En particulier, le très bon accord pour l'amas de Coma est surprenant : l'erreur en position est de moins de $2 h^{-1}$ Mpc dans les deux cosmologies, malgré le fait que l'amas est proche du bord de la zone à haute résolution, où les contraintes sont bruitées en raison de l'échantillonnage relativement pauvre du survey *IRAS* à ces distances.

3.1 Matière noire dans les amas

Un exemple de la distribution de matière noire autour et dans un amas massif (Virgo) extrait de la simulation Λ CDM est donné par la Fig. 3.1. Les panneaux gauche et droit ont un côté de $24 h^{-1}$ Mpc et $5 h^{-1}$ Mpc respectivement. Les filaments de DM aboutissant à l'amas sont bien visibles sur la plus grande échelle.

La table 3.1 donne pour chaque amas la masse totale de DM, obtenue avec l'algorithme FOF), la masse virielle, définie comme la masse contenue dans le rayon viriel, toutes deux en unités $10^{14} h^{-1} M_{\odot}$, le rayon viriel en h^{-1} Mpc, et la dispersion de la vitesses de galaxies sur la ligne de visée en km s^{-1} . Les données des observations sont extraites de Girardi et al. (1998b). Dans la colonne correspondant à la masse virielle observée, les deux chiffres sont respectivement M_{200} , déduit par le théorème du viriel appliqué aux galaxies situées à l'intérieur de R_{200} mais sans inclure un terme de surface : c'est l'estimation virielle traditionnelle, et $M_{200,corr}$, qui inclut un terme tenant compte de la "pression de surface" et qui devrait être plus précis (voir Girardi et al. 1998b pour les détails). La vitesse de dispersion sur la ligne de visée est calculée dans les simulations en considérant toutes les galaxies au-delà de la limite de résolution. Les deux chiffres sont obtenus en considérant successivement toutes les galaxies du halo de l'amas, puis uniquement les galaxies situées dans le rayon viriel. Il n'y a pas de différence significative.

Le classement des amas par masse dans les simulations reproduit celui observé dans l'Univers Local. De plus, la masse des amas simulés diffère habituellement d'un facteur 2 au maximum par rapport à la masse observée, et est souvent encore plus proche. En supposant que $M_{200,corr}$ est le meilleur estimateur observationnel, les masses des amas de Coma, Hydra et Persée sont en bon accord dans le cas Λ CDM, mais Virgo est trop massif par un facteur 2, alors que pour τ CDM, Virgo est en bon accord mais Persée et Coma sont trop massifs par un facteur 2 alors que Hydra est sous estimé par un facteur supérieur. Ceci peut mettre en doute l'identification correcte de l'amas de Hydra dans le modèle τ CDM – pourtant, il est situé à seulement $4 h^{-1}$ Mpc de la position attendue, et l'amas majeur suivant, plus massif, est à $7 h^{-1}$ Mpc.

Au niveau de la dispersion des vitesses sur la ligne de visée, le classement des cinq amas reproduit celui des observations dans les deux cosmologies. Les valeurs individuelles sont aussi en bon accord dans la plupart des cas. Les déviations les plus importantes correspondent, sans surprise, aux différences de masse discutées ci-dessus. Rappelons que l'amas de Centaure a une distribution bimodale de vitesse des galaxies sur la ligne de visée (Lucey et al. 1986), ce qui reflète le fait que les groupes Cen30 et Cen45 sont en cours de fusion (Churazov et al. 1999). La valeur observée citée considère que les deux groupes forment un seul amas.

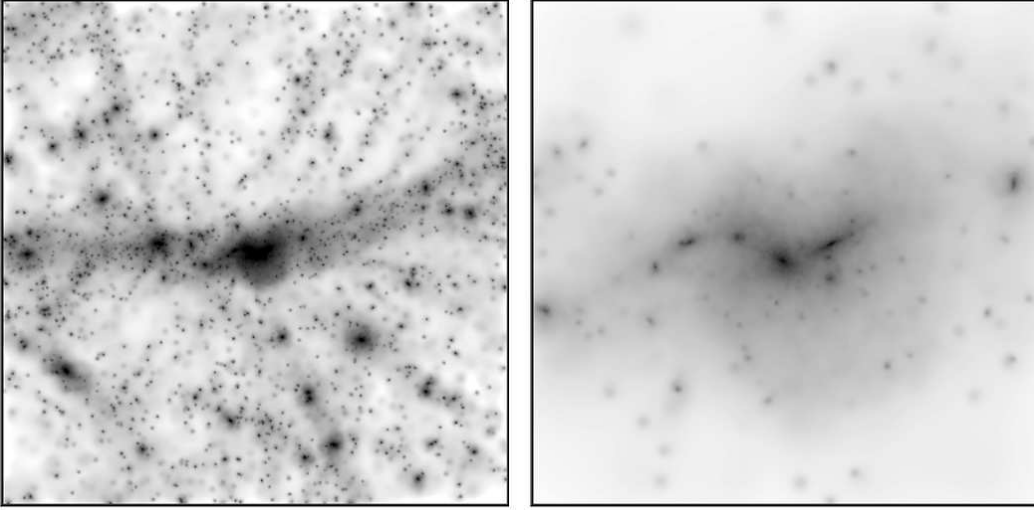


Fig. 3.1: Distribution de DM à $z = 0$ à deux échelles autour de l'amas Λ CDM Virgo (au centre) extrait de la simulation contrainte. Les côtés des panneaux gauche et droit sont de $24 h^{-1}$ Mpc et $5 h^{-1}$ Mpc respectivement.

Tab. 3.1: Matière noire dans les amas proches. La première ligne est Λ CDM, la seconde τ CDM et la dernière les observations.

| Nom | SGL | SGB | cz | M_{Tot} | M_{200} | R_{200} | σ_p |
|----------|------|-------|------|------------------|-----------|-----------|------------|
| Coma | 90.2 | 7.10 | 7161 | 6.56 | 5.33 | 1.32 | 905,972 |
| | 90.0 | 8.65 | 7137 | 14.8 | 11.7 | 1.72 | 1202,1261 |
| | 89.6 | 8.32 | 6942 | – | 7.98,4.98 | 1.64 | 821 |
| Virgo | 107 | -11.4 | 1413 | 4.82 | 4.01 | 1.20 | 790,820 |
| | 89.0 | 13.1 | 1221 | 2.69 | 2.55 | 1.03 | 716,729 |
| | 102 | -3.25 | 1079 | – | 4.58,2.04 | 1.26 | 632 |
| Centaure | 159 | -4.5 | 3873 | 10.4 | 4.85 | 1.28 | 982,956 |
| | 158 | -8.0 | 3539 | 3.59 | 3.50 | 1.15 | 846,855 |
| | 156 | -11.4 | 3298 | – | – | – | 791 |
| Hydra | 142 | -36.0 | 3417 | 4.23 | 2.59 | 1.04 | 662,709 |
| | 132 | -39.7 | 3796 | 0.81 | 0.77 | 0.69 | 490,497 |
| | 139 | -37.5 | 3418 | – | 2.8,1.9 | 1.22 | 610 |
| Persée | 348 | -11.8 | 4914 | 15.2 | 8.74 | 1.56 | 966,1036 |
| | 353 | -16.5 | 5346 | 26.0 | 15.9 | 1.9 | 1293,1347 |
| | 348 | -14.1 | 5486 | – | 15.6,9.1 | 2.1 | 1026 |

3.2 Luminosité des galaxies des amas

La distribution des galaxies autour de l'amas Virgo de la simulation Λ CDM, pour les mêmes volumes que ceux projetés sur la Fig. 3.1 de la section précédente, est représentée sur la Fig. 3.2. Les panneaux gauches et droits ont des côtés de 24 et $5 h^{-1}$ Mpc respectivement. Les images supérieures et inférieures donnent les galaxies avec $M_B < -17$, plutôt que la limite de résolution, pour ne pas surcharger l'amas, et au-delà de la résolution en morphologie ($M_B < -18.46$), respectivement. La taille des cercles varie avec la luminosité des galaxies en bande B , et leur couleur avec l'indice $B - V$. L'échelle des *couleurs* est identique à celle de la distribution des galaxies sur le plan SG donnée au chapitre précédent (Figs. 2.9 à 2.11), mais l'échelle du rayon des symboles est différente, ici encore pour ne pas obscurcir l'amas. On peut noter la grande fraction de galaxies rouges de l'amas avec $-17 > M_B > -18.46$, et les galaxies plus bleues sur les filaments.

La table 3.2 compare les magnitudes apparentes m_B et m_V pour les galaxies les plus lumineuses (GPL, identifiées en bande B) de chaque amas, et leur couleur $B - V$ aux données de Sandage (1972, par la suite S72). Pour chaque amas, la première ligne correspond à la GPL du modèle Λ CDM, la seconde ligne à la GPL du modèle τ CDM, et la dernière aux observations. Dans presque tous les cas, les GPL simulées sont plus brillantes que celles observées, avec l'exception de l'amas τ CDM Hydra, de faible masse. La différence avec les observations est de moins d'une magnitude pour tous les objets, à l'exception de la galaxie particulière NGC 1275 au centre de l'amas de Persée, qui est plus d'une magnitude et demie plus faible que la GPL des simulations. Les valeurs observées citées ont été corrigées pour l'extinction galactique comme suit : la plupart des corrections de S72 utilisent un modèle simple, dépendant de la latitude, pour la répartition des poussières dans la Voie Lactée, sauf pour Persée où S72 ont estimé la correction à l'aide de l'indice $B - V$ de NGC 1275, et trouvent $A_V = 0.3$ et $A_B = 0.4$. Compte tenu du spectre particulier de la galaxie, ces valeurs sont incertaines. La magnitude apparente en bande V de la GPL de l'amas du Centaure trouvée par Abell et al. (1989) n'a pas été corrigée pour l'extinction galactique. A cause de leur faible latitude galactique, l'extinction n'est négligeable ni pour l'amas de galaxies du Centaure, ni pour celui de Persée. Pour ces deux amas, nous avons pris l'estimation de l'extinction galactique donnée par Schlegel et al. (1998) : à partir de leur carte du ciel de l'émission dans l'IR lointain due aux poussières, ils trouvent $A_V = 0.38$ et $A_B = 0.49$ pour l'amas du Centaure, et $A_V = 0.57$ et $A_B = 0.74$ pour l'amas de Persée.

La différence de luminosité entre les GPL simulées et les données peut être due en partie à une sous-estimation de la luminosité des GPL observées (c.f. Uson et al. 1991; Gonzalez et al. 2000), et en partie au problème de sur-estimation de la fusion des satellites avec la galaxie centrale, comme expliqué au chapitre précédent. Notons que l'amas de Coma a deux galaxies très brillantes dans son centre. Les luminosités des GPL de Coma dans les deux cosmologies sont similaire à la somme des luminosités de NGC 4889 et de NGC 4874.

Les indices de couleur des GPL simulées sont tous très rouges, reflétant leur population stellaire vieille. Rappelons que dans nos schémas SA, les prédictions photométriques sont faites en supposant que les étoiles se forment avec une métallicité solaire. Les couleurs sont en accord avec les observations, sauf pour NGC 1275. Le spectre de type A de cette galaxie est supposé être dû à un épisode de formation stellaire associé soit au violent flux de gaz froid dans l'amas de Persée, soit à une fusion apparente avec une galaxies riche en gaz.

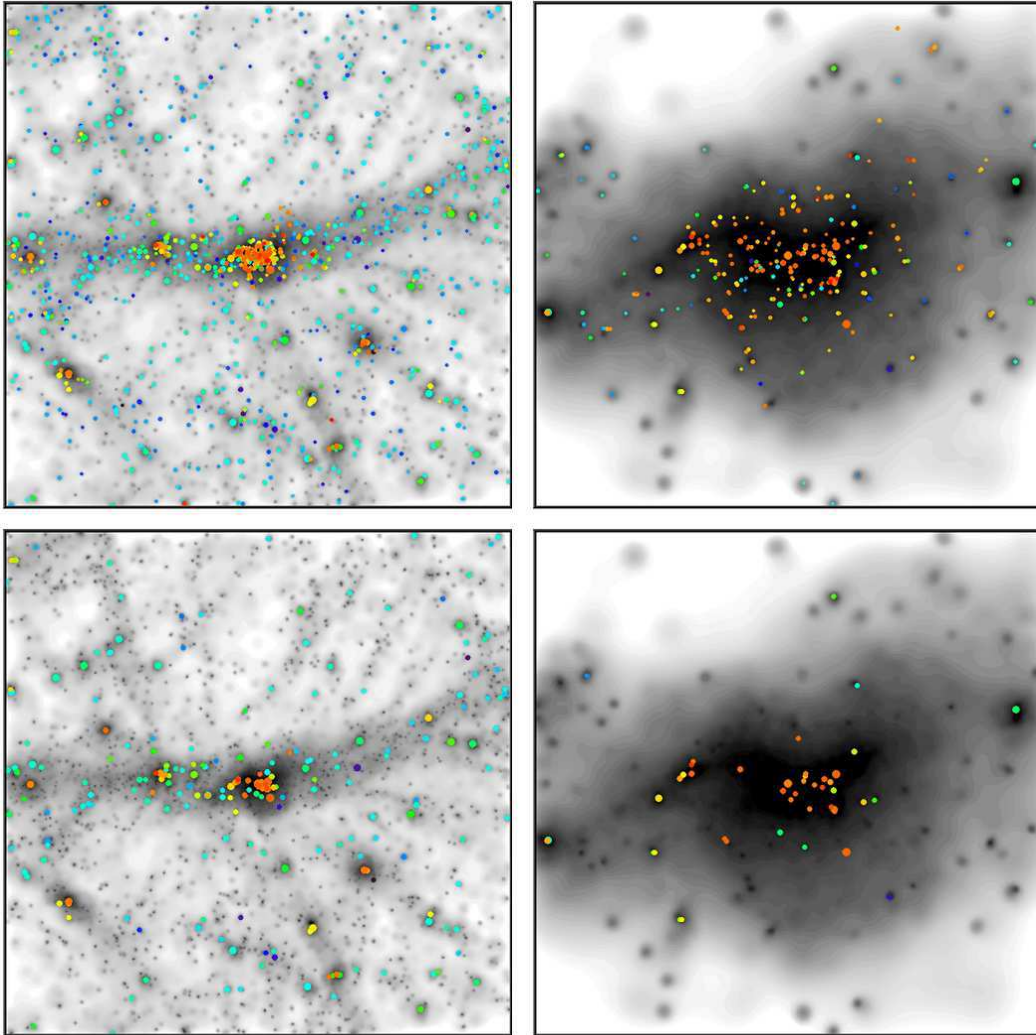


Fig. 3.2: Distribution des galaxies à $z = 0$ autour de l'amas Λ CDM Virgo extrait de la simulation contrainte, pour les mêmes régions que sur la Fig. 3.1 (côtés de $24 h^{-1}$ Mpc et $5 h^{-1}$ Mpc à gauche et à droite respectivement). En haut : galaxies avec $M_B < -17$. En bas : galaxies au-delà de la limite de résolution en morphologie.

Les variations de la magnitude apparente en bande V avec le rang, pour les dix galaxies les plus brillantes, dans les amas simulés de Coma et de Virgo, sont représentées sur les panneaux supérieurs de la Fig. 3.3. Elles sont comparées aux données de Gudehus (1995). La GPL a été discutée ci-dessus, et elle est typiquement plus brillante dans les modèles que dans les simulations. Les neuf autres galaxies sont toutes plus faibles que les observations avec une différence d'environ une magnitude. Il apparaît donc que le choix des paramètres pour retrouver la relation de TF a résulté en une formation stellaire trop faible au niveau

3 Comparaison aux amas locaux

Tab. 3.2: Magnitudes apparentes et couleurs des GPL des amas sélectionnés. La première ligne donne le cas Λ CDM, la seconde τ CDM et la dernière les observations.

| Nom | Λ CDM | | | τ CDM | | | Données | | |
|----------|---------------|-------|------|------------|-------|------|---------|--------------------|------|
| | m_B | m_V | B-V | m_B | m_V | B-V | m_B | m_V | B-V |
| Coma | 11.57 | 10.57 | 1.00 | 11.79 | 10.81 | 0.98 | 12.50 | 11.51 | 0.99 |
| Virgo | 9.64 | 8.65 | 0.99 | 8.94 | 7.94 | 1.00 | 9.42 | 8.45 | 0.97 |
| Centaure | 10.47 | 9.48 | 0.99 | 10.68 | 9.68 | 1.00 | – | 10.12 ^a | – |
| Hydra | 11.17 | 10.18 | 0.99 | 12.42 | 11.45 | 0.97 | – | 10.84 ^b | – |
| Persée | 10.61 | 9.62 | 0.99 | 10.79 | 9.80 | 0.99 | 11.79 | 11.27 | 0.52 |

^aAbell et al. (1989)

^bSandage & Hardy (1973)

des galaxies qui se retrouvent comme les plus brillants satellites dans les amas massifs. Les raisons possibles sont une sous-estimation systématique de V_{disque} , et donc l’attribution de faibles luminosités, pour les galaxies centrales des halos, ou une sous-estimation des effets des poussières, et donc une sous-estimation de la masse stellaire, dans ces même galaxies de type “Tully-Fisher”. La première explication affecterait la luminosité de toutes les galaxies, et décalerait donc la FL globale des modèles, alors que la seconde affecterait principalement les galaxies des amas et aurait peu d’impact sur la FL globale. Le fait que Diaferio et al. (2001, par la suite D01) obtiennent une bonne approximation, en fait légèrement trop lumineuse, de la FL des amas du survey *CNOCI* aux grandes luminosités, alors que Springel et al. (2001a, par la suite S01) sous-estiment légèrement la luminosité totale de Coma dans leur simulation, montre que le problème n’est pas fondamental, mais réside dans les détails de la modélisation.

La différence au niveau des luminosités des premières galaxies satellite est aussi évidente en considérant les rapports M/L des amas, étudiés dans la section suivante. Pour conclure cette section sur la luminosité des amas, on discute brièvement la couleur ($V - K$) des galaxies les plus brillantes des amas.

Bower et al. (1992) mesurent la relation *couleur-luminosité* dans diverses bandes, pour les galaxies Es/S0s les plus lumineuses des amas de Coma et de Virgo. Les panneaux intermédiaires et inférieurs de la Fig. 3.3 comparent à ces observations les couleurs $V - K$ que l’on mesure pour les 15 premières galaxies Es/S0s de nos amas simulés (Λ CDM est en tirets, τ CDM en pointillés et les observations sont données par le tracé continu). Les variations sont données en fonction de m_V (au milieu) et du rang des galaxies (en bas), pour plus de clarté.

A rang ou à magnitude donnée, on trouve un accord raisonnable avec les observations, dans les deux cosmologies, et en particulier pour Coma où la dispersion des couleurs observées est plus faible que pour Virgo, au moins pour les 15-20 galaxies les plus lumineuses en V . Le bruit est toutefois significatif et la pente de la relation couleur-magnitude est donc difficile à estimer. Celle de la relation couleur-”rang” que l’on a construite est peut-être plus évidente. Elle est très faible pour Coma; elle est plus marquée dans Virgo, à la fois pour les simulations et les observations. Ces remarques restent qualitatives et, compte tenu du bruit et des différences entre les valeurs de m_v simulées et observées, on n’essaiera pas de modéliser la

relation couleur-magnitude $V - K = f(m_V)$. On note cependant qu'en considérant davantage de galaxies, 20 pour Virgo et 40 pour Coma, Bower et al. (1992) trouvent une relation couleur-magnitude similaire pour les deux amas. Malheureusement, une étude étendue à un rang de ~ 40 dépasse la limite de résolution de morphologie de la simulation τ CDM.

Les valeurs raisonnables obtenues pour $V - K$ sont un argument pour une histoire de la formation stellaire simulée au niveau de ces galaxies Es/S0s les plus brillantes des amas massifs qui serait similaire dans ses grandes lignes à celle qui a pu former M 87 par exemple. On renvoie le lecteur à Peebles (2002) pour une synthèse des connaissances et des lacunes dans ce domaine.

3.3 Rapports M/L

Les rapports masse/luminosités (M/L) des amas simulés sont comparés en bande b_j à ceux de Girardi et al. (2000, ci-après G00). La magnitude en bande b_j est approximée en utilisant comme au chapitre précédent la relation de "galaxy color" : $b_j = B - 0.35(B - V)$ (Blanton et al. 2001). Deux rapports $\Upsilon = M/L$ sont estimés pour les amas simulés, le premier en utilisant les masses et luminosités totales des halos simulés, le second en utilisant les valeurs déterminées dans leur rayon viriel :

$$\Upsilon_1 = \frac{M_{\text{tot}}}{L_{b_j, \text{tot}}} \quad (3.1)$$

$$\Upsilon_2 = \frac{M_{\text{vir}}}{L_{b_j, R_{200}}} \quad (3.2)$$

Les rapports sont donnés en unités solaires pour $h = 1$. Si ϕ_{b_j} est notre fonction de luminosité en bande b_j , une estimation de la contribution des galaxies plus faibles que la limite de résolution est incluse sous la forme :

$$L_{b_j, \text{tot}} = L_{b_j, \text{faible}} + L_{b_j, \text{brillant}} \quad (3.3)$$

$$L_{b_j, \text{brillant}} = \sum_{L_{b_j} > \text{résolution}} L_{b_j, i} \quad (3.4)$$

$$L_{b_j, \text{faible}} \sim \frac{N_{\text{brillant}}}{\int_{L_{b_j, \text{rés}}}^{\infty} \phi_{b_j}(L) dL} \times \int_0^{L_{b_j, \text{rés}}} L \phi_{b_j}(L) dL \quad (3.5)$$

La table 3.3 donne les résultats : les deux nombres cités pour les observations sont les valeurs minimales et maximales trouvées par G00 en variant leur échantillon de galaxies, la distance maximale permise d'une galaxie au centre de l'amas, et leur méthode pour estimer les luminosités. Pour l'amas du Centaure, G00 ne donnent pas de valeurs, considérant la structure particulière de l'amas. Les rapports observés par G00 en b_j se répartissent autour de 250.

Pour le modèle Λ CDM simulé, les rapports M/L en b_j se répartissent autour de $\Upsilon_1 \sim 450$ et de $\Upsilon_2 \sim 550$. Dans le cas τ CDM, les moyennes sont de $\Upsilon_1 \sim 600$ et $\Upsilon_2 \sim 700$, avec toutefois une dispersion plus importante.

3 Comparaison aux amas locaux

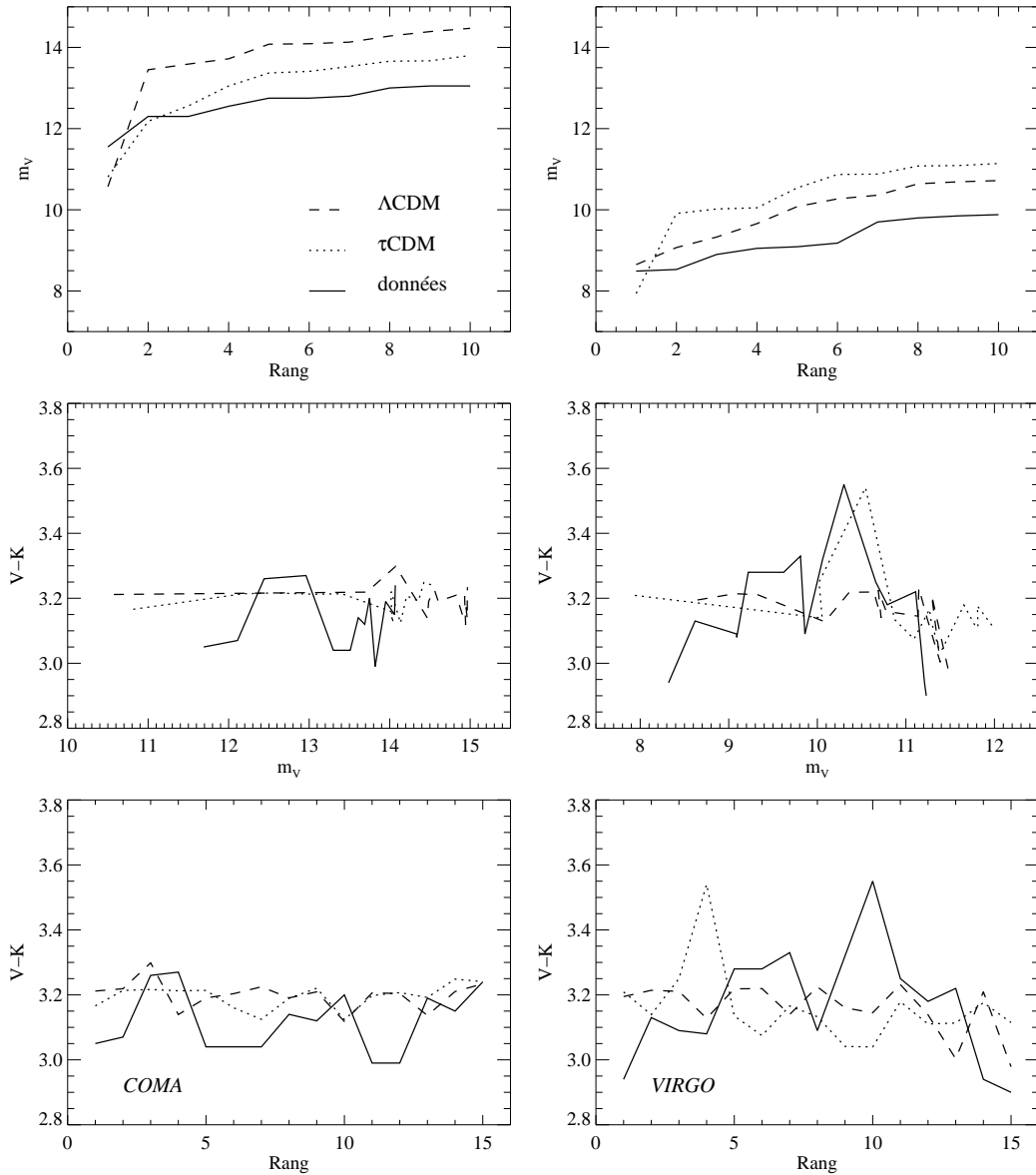


Fig. 3.3: Comparaison des magnitudes apparentes m_V (en haut) des 10 galaxies les plus brillantes et des couleurs $V-K$ des 15 premières Es/SOs des amas de Coma (à gauche) et de Virgo (à droite) simulés, par rapport aux observations. Tracés intermédiaires : couleur en fonction de m_V . Tracés inférieurs : couleur en fonction du rang.

Les valeurs plus élevées obtenues à l'intérieur du rayon viriel sont une conséquence de la variation radiale de la couleur et de la morphologie des galaxies. La différence typique par rapport aux observations est d'un facteur de 2 pour Λ CDM et de 2-3 pour τ CDM. Ces

Tab. 3.3: Rapports $\Upsilon = M/L$ des amas.

| Nom | Λ CDM | | τ CDM | | Données |
|----------|---------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| | Υ_1 | Υ_2 | Υ_1 | Υ_2 | Υ_2 |
| Coma | 484 | 579 | 684 | 713 | 121-225 |
| Virgo | 454 | 522 | 722 | 776 | 249-459 |
| Centaure | 443 | 540 | 823 | 840 | – |
| Hydra | 458 | 621 | 589 | 612 | 162-327 |
| Persée | 358 | 362 | 540 | 658 | 280-458 |

facteurs sont plus élevés que ceux attendus étant donnés les résultats présentés ci-dessus, puisque les masses des amas simulés ne sont pas systématiquement en erreur, les GPL sont trop brillantes par une magnitude ou moins, et les fonctions de luminosité ont des pentes α aux faibles luminosités qui sont trop raides par rapport aux observations (Folkes et al. 1999; Blanton et al. 2001).

Une réévaluation des conclusions présentées ici, incluant une analyse précise des techniques observationnelles de détermination de la masse, est nécessaire pour comprendre dans quelle mesure cette différence est due à une modélisation incorrecte du processus de formation des galaxies, et dans quelle mesure elle est affectée par les biais introduits par les techniques de mesure de la masse et de la luminosité des amas. Par exemple, les rapports M/L plus élevés obtenus dans le modèle τ CDM par rapport au modèle Λ CDM n'apparaissent pas en bande B , où les valeurs sont similaires. A ces longueurs d'onde, notre simulation Λ CDM donne des rapports M/L totaux de 536, 501, 512, 490 et 402 pour les amas de Coma, Virgo, Hydra, Centaure et Persée respectivement. En utilisant des techniques de modélisation très similaires aux nôtres, K99 ont trouvé que le rapport M/L en bande B de leurs amas simulés est biaisé par rapport à celui de l'univers en entier, par un facteur 2 qui est consistant avec les observations pour une cosmologie Λ CDM, mais trop faible pour τ CDM. Dans une analyse indépendante, Benson et al. (2000) ont obtenu $\Upsilon_B \sim 400$ pour leurs halos massifs en Λ CDM. En comparaison, Kent & Gunn (1982) ont mesuré $\Upsilon_B = 360$ pour l'amas de Coma, peut-être le mieux étudié parmi les amas locaux.

3.4 Répartition morphologique radiale projetée

Alors que l'alinéa 2.4.2.3 a été consacré à la répartition radiale *tridimensionnelle* des galaxies selon leur type morphologique, on considère ici leur répartition radiale *projetée*, qui est facilement comparable aux observations. Les galaxies sélectionnées sont plus lumineuses que la résolution de morphologie. Les courbes de la Fig. 3.4 donnent les fractions morphologiques (différentielles) des galaxies à d_{proj} , distance projetée par rapport à la galaxie centrale de l'amas. Les morphologies E, S0 et Sp ont été assignées avec les définitions données dans le chapitre 4 de la première partie, et les courbes ont été *moyennées* sur les amas avec $V_{200} > 1000 \text{ km s}^{-1}$. Bien que la projection atténue évidemment les tendances par rapport à la représentation tridimensionnelle, celles-ci sont encore bien visibles sur le graphe : en par-

ticulier, la décroissance de la fraction des galaxies elliptiques avec $u_{\text{proj}} = d_{\text{proj}}/R_{200} \gtrsim 0.05$, et la croissance de la fraction des galaxies spirales. La fraction de S0s ne devient significative qu'après $u_{\text{proj}} \gtrsim 0.1$, pour atteindre 20% à $u_{\text{proj}} \sim 1$ dans les deux cosmologies. Les symboles montrent les fractions des galaxies dominées par le bulbe (croix), dominées par le disque (losanges) et intermédiaires (triangles) mesurées sur 15 amas lumineux en X du survey *CNOCI* (voir la figure 17 de D01), avec $0.18 < z < 0.55$. On n'a pas tenté de corriger la variation avec le redshift, depuis $z \sim 0.5$, mais Dressler et al. (1997) notent, en étudiant la relation morphologie-densité à ces redshifts intermédiaires, que les amas y ont une fraction de galaxies elliptiques similaire voire plus élevée que dans les amas locaux, une fraction de spirales plus élevée et une fraction de S0 qui est de 2 à 3 fois plus faible que localement.

L'accord avec les observations est raisonnable pour les deux cosmologies, sauf pour la fraction des S0s à $u_{\text{proj}} \sim 0.1$, où les simulations montrent un déficit de galaxies de type intermédiaire. Les causes possibles ont été rappelées en 2.4.2.3.

En outre, la Fig. 3.4 assume implicitement les bijections $E \Leftrightarrow$ domination par le bulbe, $Sp \Leftrightarrow$ domination par le disque, $S0 \Leftrightarrow$ intermédiaire. Le meilleur accord obtenu par D01 avec les observations *CNOCI* dans le sens où leurs tendances sont surtout plus régulières, est en partie dû à ce qu'ils *redéfinissent* leurs catégories morphologiques de façon à retrouver, en considérant les galaxies de la simulation *GIF* Λ CDM qui ne font partie d'amas massifs, les trois fractions de galaxies "du champ" mesurées sur le survey *CNOCI*. Leurs galaxies sont classifiées selon le rapport de luminosité bulbe/total B/T en bande B : $B/T > 0.4$ pour les galaxies dominées par le bulbe, $B/T < 0.2$ pour celles dominées par le disque, et $0.2 < B/T < 0.4$ pour la classe intermédiaire. La Fig. 3.5 montre l'application de ces limites aux simulations contraintes : les fractions de S0s sont plus élevées et restent constantes avec u_{proj} , par contre les tendances au niveau des galaxies elliptiques et des galaxies spirales sont moins marquées, et dans le modèle τ CDM, la variation des fractions d'elliptiques et de spirales est inversée à $u_{\text{proj}} \gtrsim 0.2$ pour ces nouveaux critères de morphologie.

3.5 Conclusion

Cinq amas locaux massifs et largement observés ont été sélectionnés dans les deux modèles contraints : Coma, Hydra, Virgo, Centaure et Persée. Considérant la matière noire seule, on a vu que leurs localisations et leurs masses dans les simulations correspondent bien aux amas réels, à l'exception de l'amas de Centaure du modèle Λ CDM, mais on rappelle la structure particulière de l'amas réel. Considérant les résultats du modèle semi-analytique, les comparaisons effectuées sur la base de (1) la magnitude et de la couleur de la GPL, de (2) la répartition en magnitude des 10 galaxies les plus lumineuses de chaque amas et en couleur $V-K$ des 15 E/S0s les plus lumineuses, (3) du rapport masse/luminosité en bande b_j et (4) de la distribution radiale des fractions morphologiques, montrent un accord global raisonnable de la luminosité des galaxies des amas simulés avec les observations. Toutefois, on retrouve aussi les problèmes rencontrés au chapitre précédent avec les fonctions de luminosité globales. Dans les deux cosmologies, même si leurs couleurs reproduisent correctement les observations, en particulier l'indice $V-K$ des galaxies dominées par un sphéroïde, les GPL des amas simulés sont génériquement plus brillantes que leurs correspondantes locales. Par contre, les galaxies de rang ultérieur sont plus faibles. L'ensemble conduit, en Λ CDM à des rapports M/L de l'ordre de 50% supérieurs à ceux observés, et qui dans le cas τ CDM sont au moins le double de ceux observés. La cause de cette différence n'est pas claire : modélisation incorrecte de

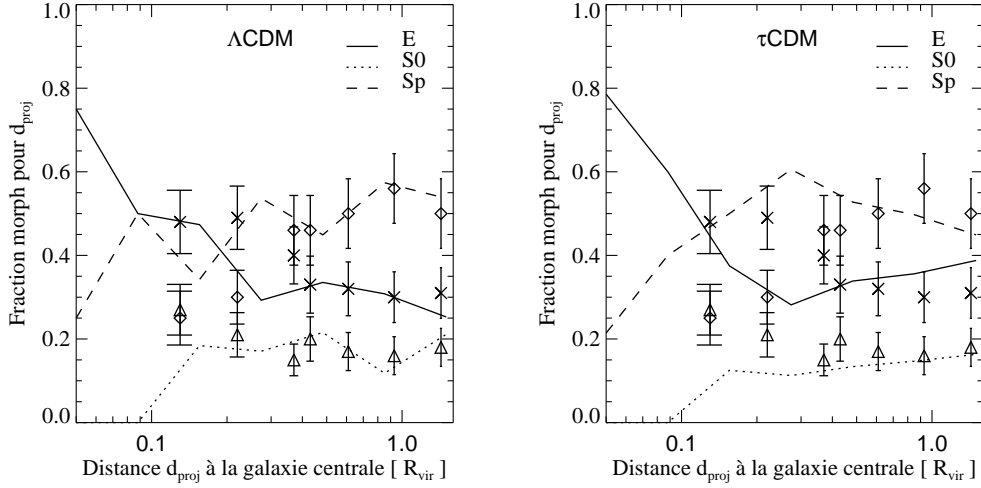


Fig. 3.4: Répartition morphologique radiale (différentielle) des galaxies plus brillantes que la résolution de morphologie, en fonction de la distance projetée à la galaxie centrale. Les morphologies des simulations sont assignées comme K99. Les croix, triangles, et losanges sont respectivement les fractions observées des galaxies dominées par le bulbe, intermédiaires, et dominées par le disque moyennées sur 15 amas du survey *CNOCI*.

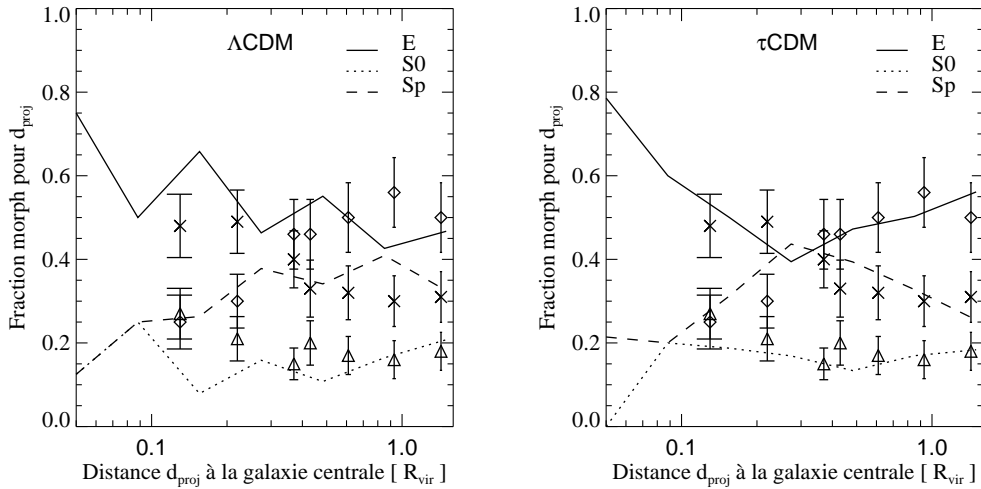


Fig. 3.5: Même Figure que 3.4, mais en définissant les morphologies des simulations contraintes comme D01.

la formation des galaxies, ou non-prise en compte de systématiques qui interviennent au niveau des observations. Enfin, la ségrégation morphologique radiale est bien reproduite,

3 Comparaison aux amas locaux

à condition de s'en tenir à la classification de K99, et à l'exception de l'abondance des galaxies S0s. Finalement, ces difficultés semblent indiquer que les interactions galaxie-galaxie dans les environnements de grande densité : groupes, amas, ne sont pas modélisées avec une précision suffisante par rapport à la résolution de luminosité atteinte par nos simulations. En particulier, on se propose dans un travail futur d'améliorer l'estimation du temps de friction dynamique pour le taux de fusion des satellites sur les galaxies centrales, d'inclure la possibilité de fusions satellite-satellite, mais aussi de tester des modes de formation stellaire et d'extinction par les poussières plus complexes, par exemple fonction des divers types de galaxies qui forment la population des amas, et qui seraient calibrés sur les observations locales. Au niveau des satellites, ces nouveaux modes pourraient être liés aux flux massifs de gaz froid observés dans certains amas comme Persée. Ceci tirerait aussi profit des résultats de simulations à très haute résolution d'amas individuels comme celle, "non collisionnelle", de S01 ou de simulations SPH une fois la rétroaction des SNe sur le gaz correctement modélisée. Le chapitre suivant compare la distribution des galaxies à plus grande échelle avec deux catalogues locaux, en bande optique (*UZC*) et en infrarouge lointain (*PSCz*).

4

Comparaison à deux catalogues de galaxies

Résumé

Comme le survey *IRAS* utilisé pour contraindre les conditions initiales sélectionne préférentiellement les galaxies actives du champ, avec un taux de formation stellaire élevé, et comme la longueur de lissage des conditions initiales est de l'ordre de $5 h^{-1}$ Mpc, les difficultés rencontrées au précédent chapitre ne sont pas surprenantes; par contre, en considérant la distribution des galaxies à plus grande échelle, de 5 à $15 h^{-1}$ Mpc par exemple, ce chapitre montre que les modèles semi-analytiques retrouvent bien la distribution locale des galaxies, observée dans les surveys *PSCz* ou *UZC*, modulo un biais linéaire et dépendant de la cosmologie. Une fois construits les catalogues artificiels, le biais à $10 h^{-1}$ Mpc environ des galaxies simulées, entre elles et avec le survey *PSCz* est étudié avec la répartition de nuages de points tests du champ de densité. Dans le modèle τ CDM, le biais des galaxies sélectionnées en bande optique, par rapport à la DM, n'est pas suffisant pour former un catalogue non biaisé par rapport aux mêmes galaxies du modèle Λ CDM. Par contre, les densités des galaxies sélectionnées dans l'infrarouge lointain sont en bon accord entre les deux cosmologies, et avec celles du *PSCz*. Les fonctions d'autocorrélation permettent d'étendre la mesure du biais à plus petite échelle : les galaxies sélectionnées en bande *B* sont nettement moins corrélées que la masse aux petites échelles, et approchent la fonction de corrélation de la DM vers $1 h^{-1}$ Mpc, avec un antibiais faible en Λ CDM, et un biais négligeable en τ CDM. Les fonctions d'autocorrélation des galaxies simulées hors des masques reproduisent bien les autocorrélations des catalogues, même à des petites échelles de $1 h^{-1}$ Mpc, sauf pour les galaxies optiques du modèle τ CDM, fortement antibiaisées à toutes les échelles par rapport à l'*UZC*. La qualité de la reproduction des grandes structures est enfin estimée en calculant les corrélations croisées entre les catalogues réels et artificiels. Si les catalogues simulés en bande optique ne retracent la distribution locale des galaxies qu'au delà de $12 h^{-1}$ Mpc environ, l'accord en IR

intervient plus tôt, à $6 - 7 h^{-1}$ Mpc, pour les deux cosmologies. C'est la meilleure confirmation que nos conditions initiales associées au schéma semi-analytique donnent une répartition des objets à grande échelle qui est similaire à celle des galaxies du survey *IRAS* utilisé pour fixer les contraintes.

La première section de ce chapitre est consacrée à la construction de catalogues artificiels de galaxies à partir des simulations, qui reproduisent les critères de sélection de l'*UZC* et du *PSCz*. La deuxième section teste les champs de densité obtenus, à une échelle fixe et supérieure à celle utilisée dans les conditions initiales, pour mettre en relief le biais des diverses populations. Finalement, la dernière section utilise d'abord l'autocorrélation des galaxies optiques par rapport à la DM pour déterminer leur biais à plus petite échelle, et enfin la corrélation croisée des catalogues simulés avec les observations comme outil de vérification de la reproduction des structures à grande échelle de l'Univers Local.

4.1 Construction des catalogues artificiels

Dans l'IR lointain, le catalogue *PSCz* est utilisé comme référence car il inclut le survey *IRAS* à 1.2 Jy qui a été utilisé pour contraindre le champ de densité initial. De plus, sa couverture céleste est maximale, et il a la densité de sources IR la plus élevée dans la région qui a été simulée. Toutefois, ceci impose de modéliser le flux IR des galaxies simulées, qui n'est pas fourni *a priori* par le modèle semi-analytique. Aux longueurs d'onde optiques, nous avons choisi le catalogue *UZC* récemment achevé. Sa couverture est significativement plus petite que celle du *PSCz*, mais la densité de sources y est plus élevée et il est possible de comparer plus "directement" la luminosité observée en bande "Zwicky" avec la bande *B* de nos simulations.

4.1.1 Le catalogue *PSCz*

Le catalogue *PSCz* ("Point Source Catalogue" redshift survey) a été décrit par Saunders et al. (2000). Il contient 15411 galaxies *IRAS* et couvre 84% du ciel, en excluant les régions de faible latitude galactique et les cirrus, ainsi que les bandes non observées par le satellite *IRAS*. 1.2 % des galaxies *IRAS* dans la région du survey *PSCz* et qui ont une magnitude apparente $b_j < 19.5$ n'ont pas de redshift mesuré, et elles sont exclues de l'analyse. Le catalogue *PSCz* est alors considéré comme limité à $b_j < 19.5$ et à $f_{60\mu\text{m}} > 0.6$ Jy. De plus, on ne retient que les galaxies avec $cz < 8000$ km s⁻¹.

Pour pouvoir comparer les résultats de nos simulations avec le *PSCz*, nous avons besoin d'estimer la luminosité dans l'IR lointain (ci-dessous IRL) des galaxies à $60\mu\text{m}$, qui n'est pas donnée par le modèle SA. On suppose que la luminosité à $60\mu\text{m}$ d'une galaxie active en termes de formation stellaire provient de deux composantes :

- la contribution des poussières illuminées par les régions de formation stellaire, avec une luminosité proportionnelle au TFS de la galaxie dans son ensemble
- la réémission dans l'IR de la lumière provenant des étoiles vieilles, qui a été atténuée par les poussières : on suppose cette contribution proportionnelle à la luminosité de la galaxie en bande *I*.

Tab. 4.1: Nombre de galaxies dans les catalogues *PSCz* et *UZC* observés et simulés.

| Modèle | <i>PSCz</i> | <i>PSCz</i> simulé | <i>UZC</i> | <i>UZC</i> simulé |
|---------------|-------------|--------------------|------------|-------------------|
| Λ CDM | 6735 | 6806 | 8031 | 8061 |
| τ CDM | 5412 | 5410 | 7421 | 7408 |

Pour les galaxies à très faible TFS, on suppose leur luminosité négligeable dans l'IRL. Cette coupure en TFS est déterminée empiriquement. Il vient par exemple, en notant M_* la masse stellaire de la galaxie :

$$L_{\text{IRL}} = a_{\text{TFS}} \dot{M}_* + \alpha_{\text{I}} L_{\text{I}} \quad \text{si} \quad \dot{M}_* > 0.01 \frac{M_*}{t_{\text{Hubble}}} \quad (4.1)$$

$$L_{\text{IRL}} = 0 \quad \text{sinon} \quad (4.2)$$

Ceci est au mieux une approximation assez grossière pour les galaxies *IRAS* (Helou 1986), mais conduit à des résultats suffisamment précis pour les objectifs visés ici. Une analyse plus détaillée nécessiterait l'inclusion cohérente de la bande IR dans le modèle SA (voir Devriendt & Guiderdoni 2000). Les coefficients de proportionnalité a_{TFS} et α_{I} sont déterminés séparément pour chaque cosmologie en faisant concorder la fonction de luminosité IR des galaxies simulées plus brillantes que la limite de résolution avec la FL *IRAS* de Saunders et al. (1990). A cause de la résolution des simulations, cette FL *IRAS* ne peut être approximée qu'au-delà d'une luminosité limite à $60 \mu\text{m}$ de $L_{60} = 2.7 \cdot 10^8 L_{\odot}$ et de $L_{60} = 1.50 \cdot 10^8 L_{\odot}$ en Λ CDM et τ CDM respectivement, que l'on définit comme les limites de résolution en IRL. Ici, L_{60} est exprimée en unités de luminosité bolométrique solaire, et est par construction consistante avec le spectre générique des galaxies en IRL supposé par Saunders et al. (1990). Pour éviter une possible confusion, les limites de résolution des chapitres précédents, en bande *B*, seront appelées "limites de résolution optiques", pour les distinguer des "limites de résolution infrarouges".

Il est intéressant de noter que les valeurs obtenues pour a_{TFS} : 1.68×10^9 et 6.4×10^8 pour Λ CDM et τ CDM respectivement sont proches de celles estimées par Rowan-Robinson (2001) pour les galaxies brillantes en IR. Comme vérification, on compare dans la table 4.1 le nombre de galaxies simulées et observées avec $f_{60 \mu\text{m}} > 0.6 \text{ Jy}$, $cz < 8000 \text{ km s}^{-1}$, $b_j < 19.5$, et plus brillantes que les limites de résolution optiques et IR. Le masque du survey *PSCz* est évidemment appliqué aux simulations. Les nombres de galaxies sont différents pour les deux cosmologies à cause des limites de résolution distinctes.

Les trois panneaux de la ligne supérieure de la Fig. 4.1 donnent la projection d'Aitoff en coordonnées équatoriales FK4 des galaxies du survey *PSCz*, et celle des galaxies des catalogues simulés Λ CDM et τ CDM. Notons ici que les galaxies du survey *PSCz* n'ont pas été limitées en magnitude absolue suivant les limites de résolution différentes des deux cosmologies, contrairement à ce qui est fait dans les analyses ci-dessous, car le but est une impression visuelle de la distribution sur le ciel.

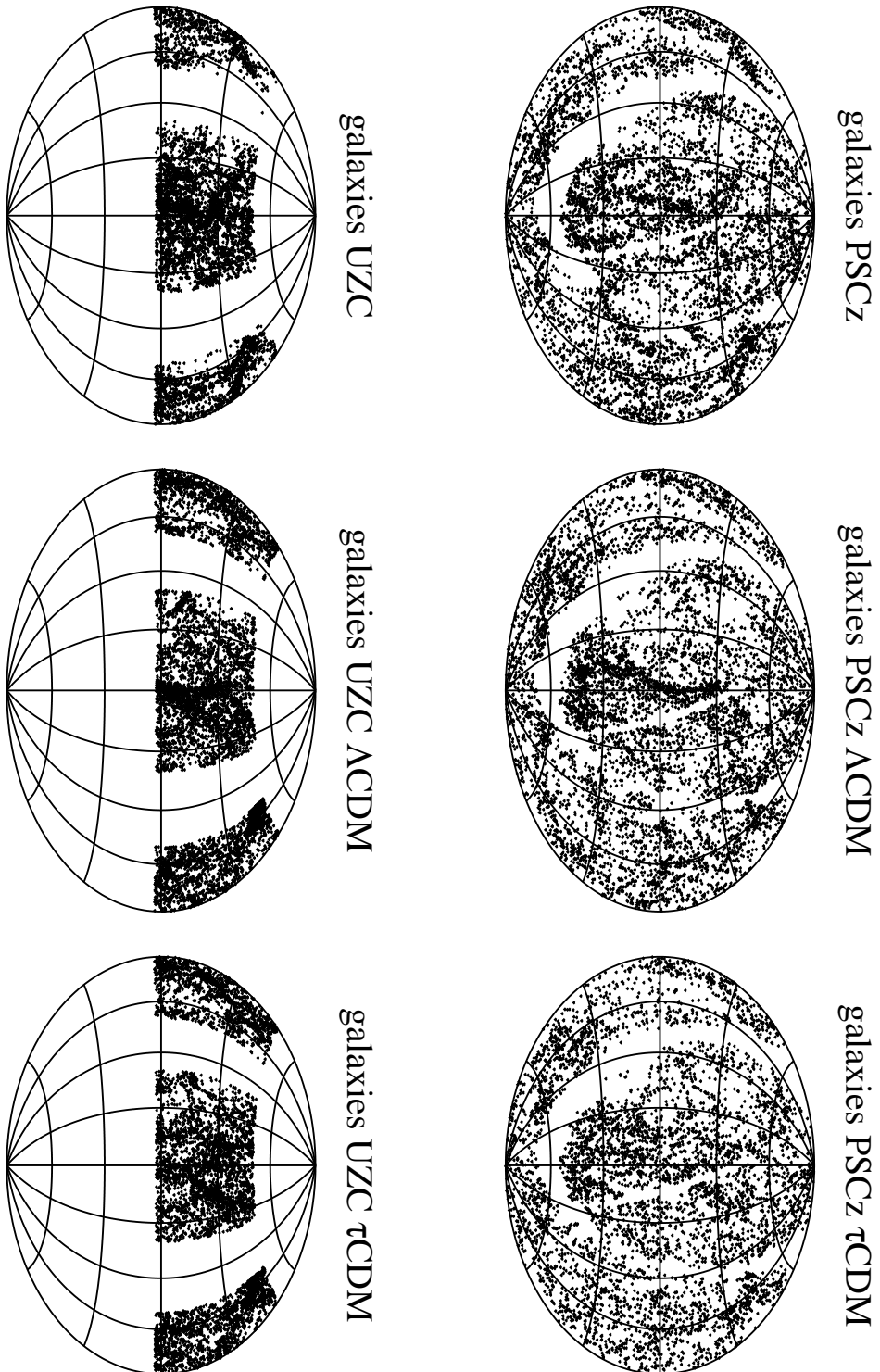


Fig. 4.1: En haut : projection d'Aitoff (coordonnées FK4) des galaxies du survey *PSCz* (à gauche, non limitées en magnitude absolue), et des galaxies des catalogues *PSCz* artificiels Λ CDM et τ CDM (au milieu et à droite). En bas : mêmes Figures, mais pour les galaxies du survey *UZC* et les catalogues artificiels associés. L'ascension droite varie de 0h à l'extrême droite à 24h à l'extrême gauche.

4.1.2 Le catalogue UZC

Selon Falco et al. (1999), le catalogue *UZC* (“Updated Zwicky Catalogue”) est complet à 98% pour $m_{\text{Zwicky}} \leq 15.5$ dans les régions $20^{\text{h}} \leq \alpha_{1950} \leq 4^{\text{h}}$ et $8^{\text{h}} \leq \alpha_{1950} \leq 17^{\text{h}}$, pour les déclinaisons $-2^{\circ}.5 \leq \delta_{1950} \leq 50^{\circ}$. Ceci recouvre environ un tiers du ciel. Comme pour le *PSCz*, seules les galaxies avec $cz < 8000 \text{ km s}^{-1}$, et plus brillantes que la limite de résolution optique des simulations sont considérées.

Si les limites géométriques sont évidentes à appliquer, la coupure en magnitude est plus délicate : pour pouvoir comparer à l’*UZC*, les catalogues de galaxies simulés doivent être limités en bande *B*, or l’hypothèse $M_{\text{Zwicky}} \sim M_B$ est très approximative (Huchra 1976; Bothun & Cornell 1990) avec une erreur à 1σ de 0.3 mag. Pour corriger cet écart variable de façon la plus simple possible, la limite en magnitude apparente m_B est ajustée pour obtenir un bon accord entre le nombre de galaxies prédit et le nombre de galaxies observées dans la région couverte par le survey *UZC*. Ce procédé est appliqué indépendamment aux deux modèles : il revient à adopter en moyenne $M_{\text{Zwicky}} - M_B = -0.4$ et $+0.9$ pour ΛCDM et τCDM . Ces différences sont plus grandes que celles qui pourraient être raisonnablement attribuées aux écarts des systèmes photométriques, mais elles permettent de compenser aussi pour les différences systématiques dans les fonctions de luminosité qui sont visibles sur la Fig. 2.6. Les nombres respectifs des galaxies dans les catalogues *UZC* observés et simulés sont reportés sur la table 4.1.

La ligne inférieure de la Fig. 4.1 montre la répartition projetée (FK4) des galaxies du survey *UZC* et celle des galaxies des catalogues simulés *UZC* des modèles ΛCDM et τCDM . Ici, comme pour la Figure correspondante au cas *PSCz*, les galaxies du survey *UZC* n’ont pas été limitées en magnitude absolue, ce qui reproduirait la limite de résolution des simulations.

4.2 Champs de densité filtrés à grande échelle

La première étape de la comparaison des catalogues simulés entre eux et avec les données consiste en l’analyse des champs de surdensité des galaxies et de la DM lissés sur une longueur R_{filt} fixe et *supérieure* à la longueur de lissage appliquée aux conditions initiales. Le but est de mettre en évidence le biais respectif des diverses populations à cette échelle. Dans le reste de cette section, les catalogues simulés sont limités en magnitudes *absolues* aux résolutions optiques et IRL (quand nécessaire). Ils ne sont limités en géométrie et en magnitudes *apparentes* que dans le dernier paragraphe.

L’expression “*galaxies optiques*” designera dans ce qui suit l’ensemble des galaxies simulées plus brillantes que la limite de résolution optique (une sélection en magnitude apparente et/ou en géométrie n’est appliquée que lors de la comparaison avec un catalogue). L’expression “*galaxies IRL*” désignera les galaxies plus brillantes que la limite de résolution optique et infrarouge. Enfin, les “*galaxies PSCz*” correspondent aux galaxies IRL limitées en flux à 0.6 Jy, et situées hors du masque du *PSCz*.

4.2.1 Méthode

On souhaite comparer les champs de densité des galaxies et de la DM point par point. Les particules de DM à haute résolution, et les galaxies sont assignées avec une technique CIC à une grille cubique fine \mathcal{G}_1 de taille 256^3 et de côté $220 h^{-1} \text{ Mpc}$ où la taille d’une cellule est

4 Comparaison à deux catalogues de galaxies

de $0.86 h^{-1}$ Mpc, centrée sur la simulation. Les champs de surdensité sont alors filtrés avec la fenêtre gaussienne donnée en 2.3, avec le choix de la longueur de filtrage $R_{\text{filt}} = 10 h^{-1}$ Mpc, écart-type du noyau gaussien, correspondant au double de la longueur utilisée pour générer les conditions initiales.

Pour ne pas suréchantillonner avec un trop grand nombre de points de mesure, mais en conservant un nombre raisonnable, les valeurs des points de cette grille \mathcal{G}_1 sont alors attribuées à une grille plus grossière \mathcal{G}_2 , de même côté mais de taille de cellule $10 h^{-1}$ Mpc. De cette seconde grille, on ne retient que les noeuds avec $cz < 8000 \text{ km s}^{-1}$, ce qui résulte en ~ 2100 points. Clairement, la grille \mathcal{G}_2 peut être soit une nouvelle grille indépendante, soit un sous-ensemble de noeuds de \mathcal{G}_1 .

Après ce filtrage, les effets artificiels introduits par la géométrie sphérique de la distribution des galaxies sont corrigés en utilisant les distributions de Poisson de deux catalogues aléatoires avec un grand nombre points. Le premier catalogue, $\mathcal{C}_{\text{aléa},1}$, est uniforme dans toute une boîte de côté $220 h^{-1}$ Mpc, le second, $\mathcal{C}_{\text{aléa},2}$, est restreint à la région sphérique où les galaxies et les particules de DM sont sélectionnées : $cz < 8000 \text{ km s}^{-1}$, avec le masque du survey *PSCz* lorsqu'approprié. Les deux catalogues aléatoires ont une même densité moyenne de particules, dans les régions non exclues par la géométrie. Le volume de l'intersection entre le noyau de lissage centré en chaque point de la grille \mathcal{G}_2 et la région de sélection est évalué avec cette simple procédure Monte-Carlo et les noeuds où ce volume est inférieur à la moitié du volume du noyau sont éliminés.

Si N est le nombre final de noeuds de \mathcal{G}_2 sélectionnés, ceci prend la forme, pour chaque noeud i , et en notant $\rho_{s,10,\text{aléa},1}(\vec{\mathbf{x}}_i) \simeq \text{cst}$ la densité du catalogue $\mathcal{C}_{\text{aléa},1}$ mesurée après filtrage au noeud i :

$$\rho_{s,10,\text{corr}}(\vec{\mathbf{x}}_i) = \rho_{s,10}(\vec{\mathbf{x}}_i) \frac{\rho_{s,\text{aléa},1}(\vec{\mathbf{x}}_i)}{\rho_{s,\text{aléa},2}(\vec{\mathbf{x}}_i)} \quad (4.3)$$

La moyenne est définie de façon consistante avec :

$$\bar{\rho}_{s,10,\text{corr}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1,N} \rho_{s,10,\text{corr}}(\vec{\mathbf{x}}_i) \quad (4.4)$$

La surdensité filtrée finale prend alors la forme :

$$\delta_{s,10,\text{corr}} = \frac{\rho_{s,10,\text{corr}} - 1}{\bar{\rho}_{s,10,\text{corr}}} \quad (4.5)$$

Dans la suite, $\delta_{s,10,\text{corr}}$ sera abrégé en $\delta_{s,10}$.

On discute à présent les nuages de points qui permettent de comparer les champs de densité en chaque noeud de la grille \mathcal{G}_2 . Dans un premier temps, les diverses composantes dans une même simulation sont comparées ; dans une deuxième étape, les deux cosmologies sont confrontées, et on compare enfin les densités des ‘‘galaxies *PSCz*’’ simulées avec les données réelles du *PSCz*.

4.2.2 Galaxies optiques vs. galaxies IRL vs. masse

La Fig. 4.2 compare les distributions des surdensités $\delta_{s,10}$ des galaxies optiques, des galaxies IRL et des particules de DM à haute résolution. La colonne de gauche correspond à Λ CDM, celle de droite à τ CDM.

Les surdensités des galaxies optiques et de la masse sont remarquablement corrélées dans les deux simulations : en témoigne la faible dispersion. Dans chaque cas, les galaxies ne sont quasiment pas biaisées par rapport à la masse sous-jacente, à l'exception des régions de plus hautes densités, avec $\delta_{s,10} \sim 1$ à 3, où les galaxies optiques Λ CDM sont clairement moins densément réparties que la masse. Le biais est plus évident et la dispersion plus grande lorsque les champs de densité des galaxies IRL sont comparés à ceux de la masse sous-jacente, par rapport au cas des galaxies optiques. Pour Λ CDM, la tendance est bien marquée : pour des surdensités de DM de $\delta_{s,10} \sim 3$, les galaxies sont "anti-biaisées" par un facteur approchant 3. Ceci est attendu étant donné notre modèle pour la luminosité dans l'IRL : les galaxies des amas ont des TFS faibles et se voient assigner des luminosités faibles ou nulles à $60\mu\text{m}$, en accord avec les observations de la plupart des E/S0s, et sont donc presque toutes exclues des catalogues simulés de galaxies IRL. Ceci réduit largement le nombre d'objets comptés dans les régions d'environnements les plus denses. À l'opposé, dans les régions de densité moyenne et sous-denses, les galaxies de type tardif actives en termes de formation stellaire prédominent, et elles sont donc incluses à la fois dans l'échantillon des galaxies optiques et des galaxies IRL. En conséquence, le degré de dispersion des points est assez similaire pour les deux populations à ces niveaux de densité.

Des tendances semblables mais plus faibles sont observées pour les galaxies IRL du modèle τ CDM, et pour les mêmes raisons. Le caractère moins marqué dans ce cas reflète le fait que le TFS actuel, global, incluant la formation stellaire quiescente et la formation stellaire "explosive" dans la cosmologie τ CDM est cinq fois celui observé en Λ CDM, et qu'un nombre significatif de galaxies dans les régions denses a été accrété suffisamment récemment pour que leur formation stellaire toujours en cours amène ces galaxies au-delà de la limite de résolution IRL à $60\mu\text{m}$.

La dispersion plus importante dans la relation entre la densité des IRL et celle de la DM, par rapport à la relation entre la densité des galaxies optiques et celle de la DM, peut être un effet réel reflétant, peut-être, la stochasticité introduite par le fait que la luminosité IRL est liée au TFS plutôt qu'à la masse stellaire. On a vérifié que la dispersion plus réduite dans le cas des galaxies optiques n'est pas une conséquence du nombre de galaxies plus élevé dans ces catalogues : en construisant les mêmes graphiques pour un sous-ensemble aléatoirement choisi d'un tiers de ces galaxies optiques, on trouve que la dispersion n'est pas sensiblement modifiée.

4.2.3 Λ CDM vs. τ CDM

Dans ce paragraphe, les distributions de DM, des galaxies optiques, et des galaxies IRL sont comparées entre les deux cosmologies. Rappelons que bien que les conditions initiales des deux simulations soient presque identiques lorsque lissées sur des échelles de $5h^{-1}$ Mpc et plus, à l'exception d'une différence d'amplitude des fluctuations, elles diffèrent à des échelles plus petites. Par conséquent, la formation des galaxies n'y est quasiment pas corrélée entre les deux modèles.

La fenêtre supérieure gauche de la Fig. 4.3 compare les surdensités de matière noire $\delta_{s,10,\text{CDM}}$ dans les deux modèles. La forme est similaire à celle attendue étant données les conditions initiales des simulations : celles-ci sont biaisées en raison de normalisations σ_8 différentes, voir la table 2.1 dans la première partie : les amplitudes sont choisies pour retrouver la même abondance des amas massifs dans les deux cosmologies. Ceci requiert que

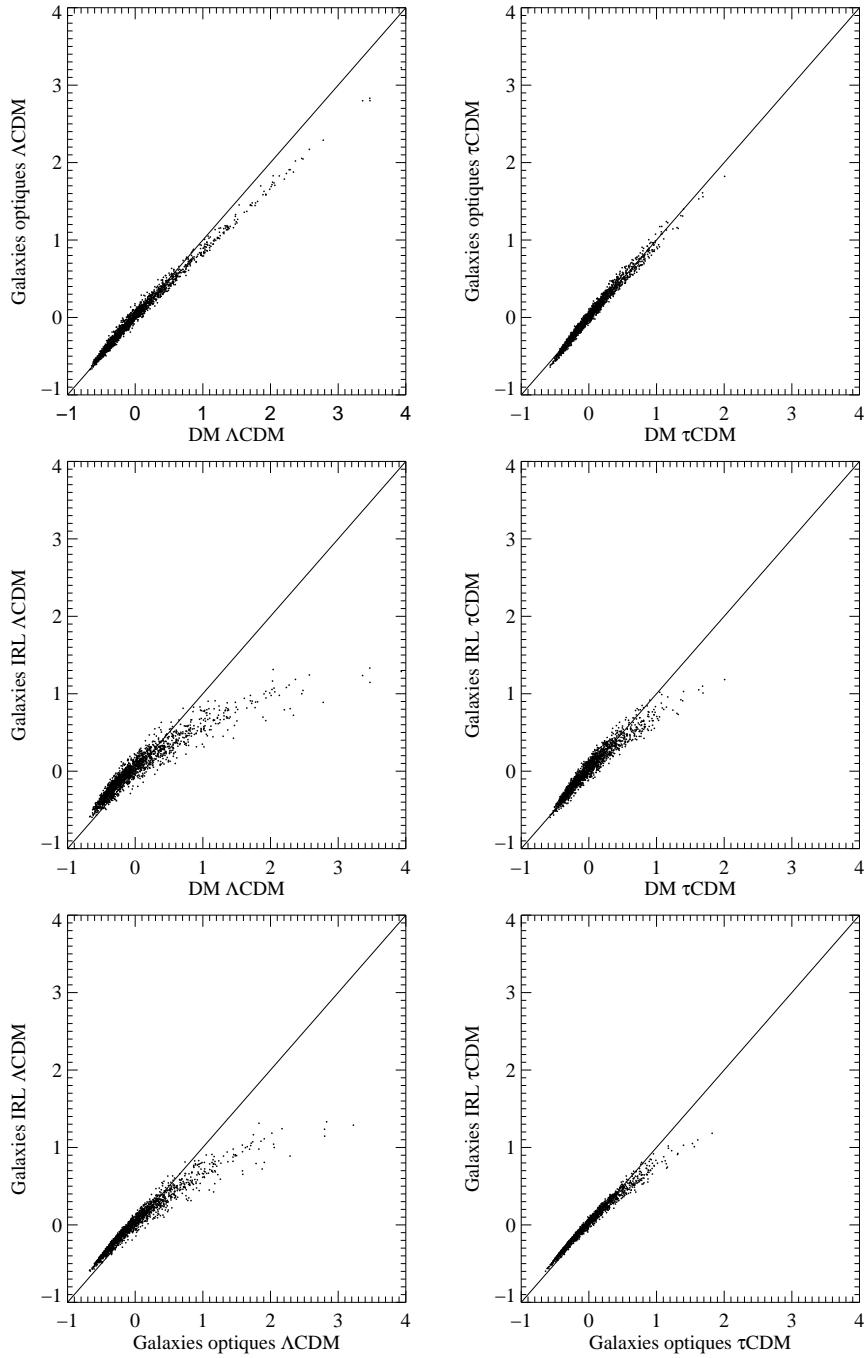


Fig. 4.2: Comparaison des champs de surdensité des galaxies optiques, des galaxies IRL, et de la masse de DM à l'aide de nuages de points répartis sur l'ensemble de la simulation, pour les deux cosmologies. La première ligne montre les galaxies optiques face à la masse, la seconde les galaxies IRL, et la dernière ligne compare les galaxies IRL aux galaxies optiques.

l'amplitude des fluctuations de surdensité *linéaires* soit plus grande dans le modèle Λ CDM que dans le cas τ CDM. La différence en amplitude se propage jusqu'à $z = 0$ et apparaît comme un "antibiais" clair du champ de densité τ CDM par rapport au champ de densité Λ CDM. En outre, la corrélation, estimée avec la dispersion des points, entre les deux champs de surdensité est relativement forte, montrant que les différences dans les conditions initiales, et donc dans les champs de densité évolués, aux petites échelles, ont peu d'influence sur les fluctuations aux échelles plus grandes, pour la longueur de lissage de $10 h^{-1}$ Mpc utilisée pour construire les graphiques.

Le panneau supérieur droit de la Fig. 4.3 compare les galaxies optiques dans les deux cosmologies. Il montre que les prescriptions de formation des galaxies que l'on a implémentées, ajustées pour reproduire la relation de TF observée, et, dans une moindre mesure, la fonction de luminosité, ne réussissent que partiellement à compenser le biais noté au niveau de la matière noire. La distribution des galaxies optiques en τ CDM est encore significativement anti-biaisée par rapport à celle de galaxies optiques en Λ CDM, bien que l'effet soit plus faible que pour la DM.

Il est surprenant que cette différence d'amplitude au niveau de l'agrégation, mesurée par σ_8 , soit presque absente dans la distribution des galaxies IRL. La fenêtre inférieure gauche de la Fig. 4.3 montre que les champs de surdensité dans les deux simulations sont très similaires pour cette population. Les TFS élevés des galaxies en-dehors des amas dans le modèle τ CDM augmentent l'amplitude relative des fluctuations de densité de la population IRL et compensent l'agrégation plus faible des galaxies sélectionnées par luminosité optique (ou par masse stellaire).

Les résultats précédents ont été obtenus en utilisant directement les positions eulériennes des particules de DM associées aux galaxies. Dans la fenêtre inférieure droite de la Fig. 4.3, on compare les distributions dans l'*espace des redshifts* de cette même population IRL. La dispersion est plus grande dans l'espace des redshifts, et l'amplitude globale des fluctuations de densité augmente.

De plus, en passant de l'espace réel à l'espace des redshifts, des points de mesure sur la grille se déplacent vers les hautes densités, à la fois en Λ CDM et en τ CDM. La région du graphique avec $\delta_{s,10,IRL,\Lambda\text{CDM}} \gtrsim 1.5$ et $\delta_{s,10,IRL,\tau\text{CDM}} \gtrsim 0.5$ a été notée \mathcal{R} . On a vérifié que les points de cette région correspondent aux environnements d'amas massifs, en particulier les régions du Grand Attracteur et du complexe Pisces-Perseus, comme prouvé sur la Fig. 4.4. Les losanges y montrent la position des points de la grille \mathcal{G}_2 où les valeurs lissées du champ de densité des galaxies IRL placées avec leurs coordonnées dans l'espace des redshifts, satisfont les conditions de la région \mathcal{R} ci-dessus. La fenêtre de gauche donne la projection de ces points dans le plan (SGX, SGY), et la fenêtre de droite dans le plan (SGX, SGZ). Les contours sont les valeurs, également projetées, du champ de densité des *galaxies optiques* du cas Λ CDM. Ces valeurs ont été mesurées avec des filtres gaussiens de longueur de filtrage (écart-type) $10 h^{-1}$ Mpc centrés, à gauche, sur les noeuds d'une grille plane recouvrant le plan supergalactique, et à droite, sur les noeuds d'une grille plane normale au plan supergalactique. Les points de la région \mathcal{R} sont bien associés aux deux environnements massifs cités.

Il est intéressant de noter que l'inclusion des vitesses propres des galaxies semble augmenter le contraste de densité plus fortement dans le modèle Λ CDM que dans le cas τ CDM.

De cette série de quatre graphes, on conclut que l'accord "ponctuel" entre les deux simulations est satisfaisant pour les trois composantes testées, au moins pour la longueur de lissage

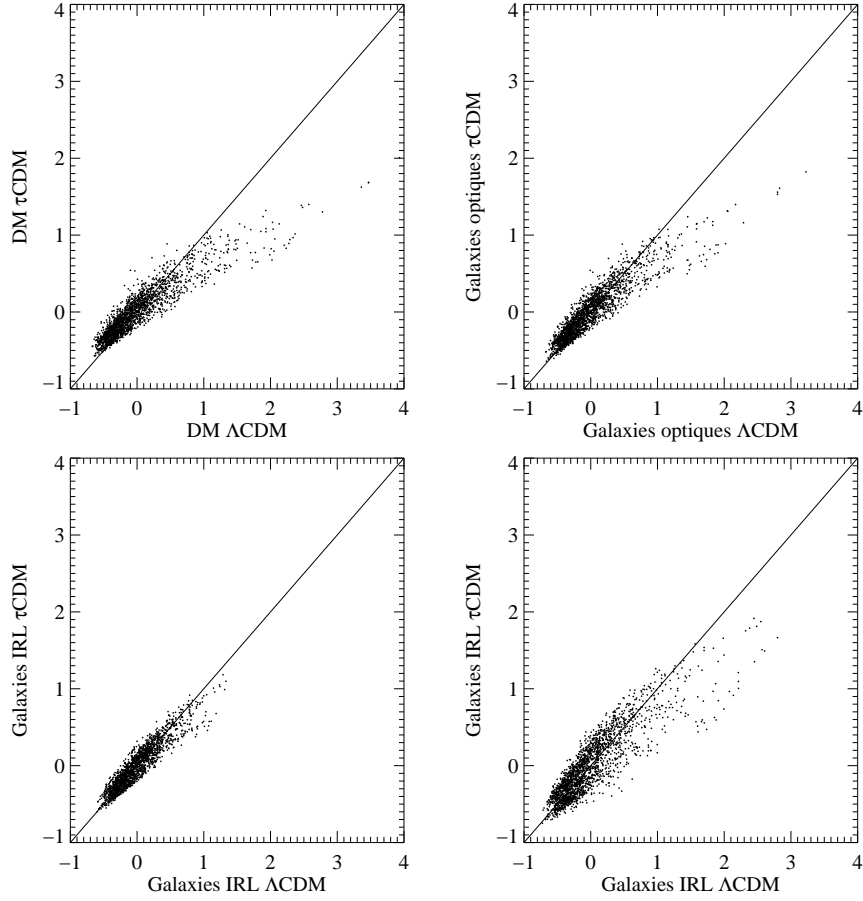


Fig. 4.3: Comparaison entre les deux cosmologies Λ CDM et τ CDM des champs de surdensité de la masse (en haut à gauche), des galaxies optiques (en haut à droite), et des galaxies IRL, ces dernières respectivement dans l'espace eulérien (en bas à gauche) et dans l'espace des redshifts (en bas à droite).

relativement grande employée ici. Comme prévu, les variations de la densité de masse à cette échelle sont plus faibles dans la cosmologie τ CDM, et cet effet se retrouve sur la population des galaxies optiques. Les champs de densité lissés de la population des galaxies IRL sont par contre plus similaires.

4.2.4 Galaxies PSCz simulées comparées aux observations

Comme dernière étape de l'analyse ponctuelle des champs de densité, ce paragraphe compare la distribution des galaxies IRL simulées directement à la distribution des galaxies observées dans le catalogue *PSCz*. Rappelons que ceci requiert au niveau des simulations un échantillon de *galaxies PSCz* qui diffère de l'ensemble des *galaxies IRL* par l'application, en plus des limites de résolution en magnitudes absolues, du masque du survey et des limites de

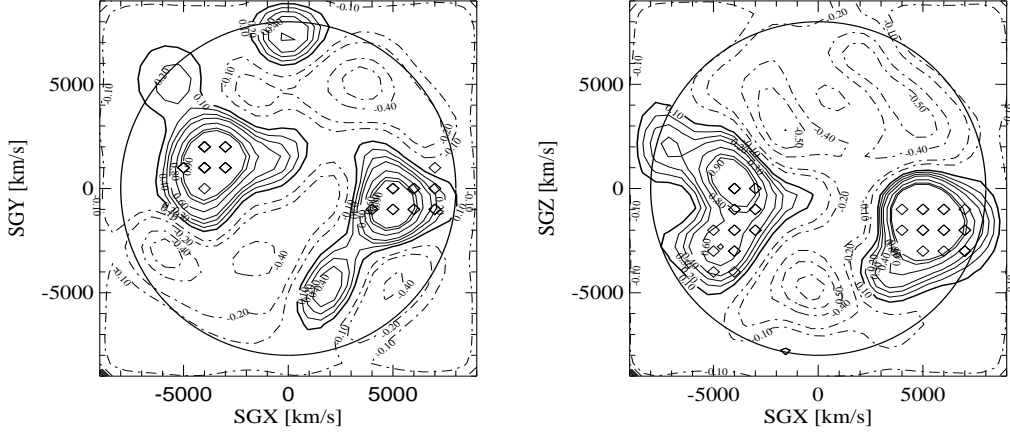


Fig. 4.4: Projections, sur (SGX, SGY) à gauche, et sur (SGX, SGZ) à droite, de la position des points de la grille \mathcal{G}_2 correspondant aux surdensités amplifiées par l'évaluation en espace des redshifts plutôt qu'en espace eulérien du champ de densité des galaxies IRL (voir texte pour les détails). Les contours correspondent aux surdensités des galaxies optiques Λ CDM.

flux à $b_j < 19.5$ et à $f_{60\mu\text{m}} > 0.6$ Jy. On rappelle en outre que les données du *PSCz* ont été limitées aux résolutions de luminosité infrarouge *et* optique des simulations.

Les fenêtres gauche et droite de la Fig. 4.5 comparent les champs de densité simulés et observés pour les cosmologies Λ CDM et τ CDM respectivement. Par nécessité, ces champs sont construits dans l'espace des redshifts. L'accord est assez bon, avec une dispersion plus importante dans le cas Λ CDM. Dans aucune des deux cosmologies il n'y a d'évidence pour un biais entre simulation et observations. Ceci constitue une bonne confirmation que notre modélisation semi-analytique de la formation des galaxies combinée avec celle de leur luminosité dans l'IRL obtenue par les formules 4.1 et 4.2 aboutit à une population de galaxies IRL dont la distribution à grande échelle est proche de celle qui a servi à générer les conditions initiales.

4.3 Fonctions de corrélation

Les fonctions de corrélation sont utilisées ici pour étendre les mesures données ci-dessus de l'amplitude des variations de densité des galaxies optiques, et pour obtenir des comparaisons avec les observations à des échelles plus petites que $\sim 10 h^{-1}$ Mpc. Dans un premier temps, les autocorrélations et les corrélations croisées des populations simulées sont utilisées pour quantifier le biais à petite échelle. Ensuite, les catalogues artificiels et observés sont corrélés entre eux pour compléter nos conclusions sur le succès des simulations à reproduire les structures locales.

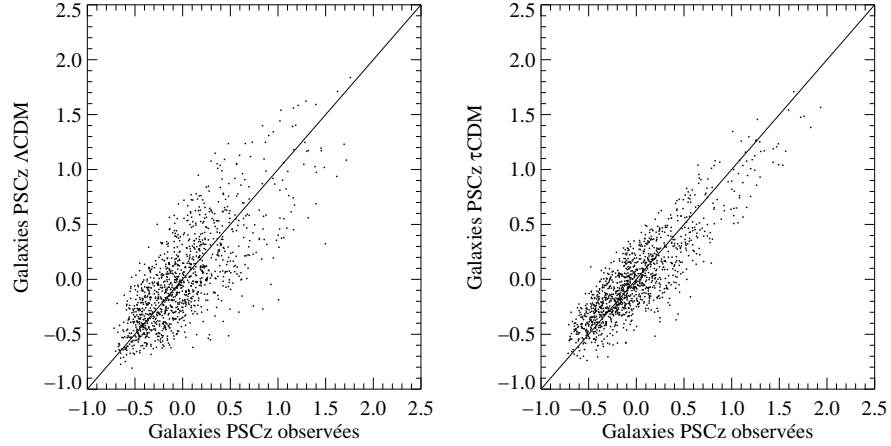


Fig. 4.5: Comparaison entre les champs de densité des galaxies *PSCz* simulées et observées. Les graphiques sont construits dans l'espace des redshifts. Le modèle Λ CDM est à gauche, et τ CDM à droite.

4.3.1 Autocorrélations

Sur la Fig. 4.6, on donne la fonction d'autocorrélation dans l'espace eulérien pour la matière noire (ligne continue) et pour les galaxies optiques (en pointillés) de chaque simulation. Pour référence, on donne aussi les fonctions d'autocorrélation de la DM des simulations *GIF*, non contraintes, analysées par K99 (lignes alternées), et la fonction d'autocorrélation observée pour les galaxies optiques (barres d'erreur), déduite de l'inversion des corrélations angulaires mesurées sur le survey *APM* (Baugh 1996). Les fonctions de corrélation sont calculées jusqu'à une échelle de $10h^{-1}$ Mpc. Notons que l'analyse de Jenkins et al. (1998) montre que les résultats des simulations *GIF* sont proches des moyennes d'ensemble obtenues pour les deux cosmologies.

La comparaison entre les corrélations de matière noire des simulations contraintes et des simulations *GIF* montre un comportement similaire dans les deux cosmologies. L'accord est raisonnable à petite échelle, mais les simulations contraintes ont davantage de puissance à des échelles de quelques h^{-1} Mpc. On a vu dans le premier chapitre que ceci reflète les contraintes de densité à grande échelle des conditions initiales.

Aux petites échelles, la distribution des galaxies optiques est fortement antibiaisée par rapport à la masse dans les deux cosmologies, alors que pour des échelles de quelques h^{-1} Mpc, la différence est beaucoup plus petite. Les corrélations de la matière noire du modèle τ CDM et des galaxies optiques sont presque égales au-delà de $1.5h^{-1}$ Mpc. Dans aucun des deux modèles, la fonction de corrélation n'approche une forme en loi de puissance, ou les données *APM*.

K99 et Benson et al. (2000) notent que les amplitudes des fonctions de corrélation des galaxies de leurs simulations, à des échelles inférieures au Mpc, sont particulièrement sensibles aux hypothèses faites pour modéliser la rétroaction des SNe sur le gaz froid et le devenir du gaz réchauffé, une fois que les simulations sont normalisées pour reproduire la relation de TF observée en bande *I*. K99 montrent que leur fonction de corrélation des galaxies

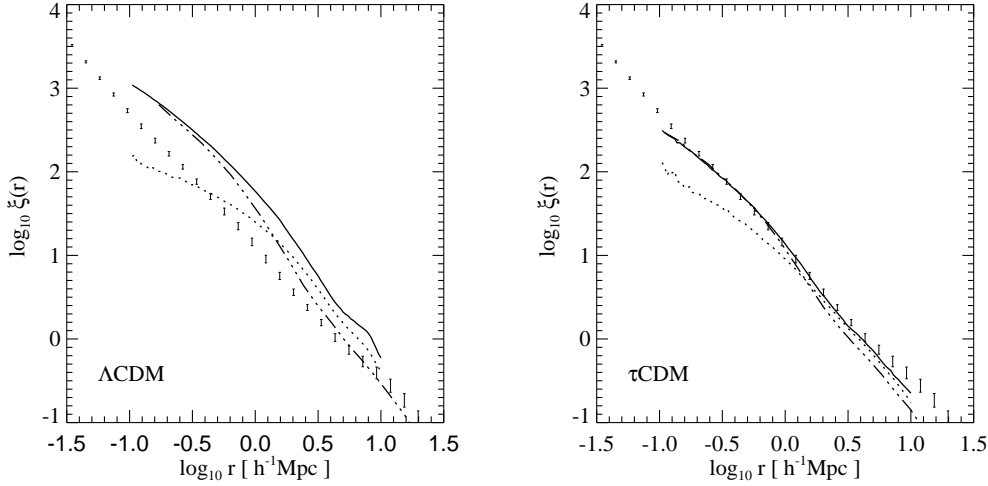


Fig. 4.6: Fonctions d'autocorrélation pour la matière noire et pour les galaxies plus brillantes que la limite de résolution en B . Les courbes continues, en pointillés et en traits alternés correspondent respectivement à la matière noire des simulations contraintes, aux galaxies optiques des simulations contraintes, et à la matière noire des simulations GIF . Les barres d'erreur sont les résultats obtenus à partir des corrélations angulaires du catalogue APM .

dans un modèle τ CDM s'écartent nettement d'une loi de puissance pour des séparations de quelques centaines de kpc/h, alors que pour les mêmes échelles, leurs galaxies Λ CDM sont davantage corrélées et sont en meilleur accord avec les données APM . À l'inverse, notre fonction de corrélation du modèle Λ CDM est inférieure à celle du cas τ CDM aux petites échelles, et l'accord avec les observations y est dégradé. Ceci n'est pas surprenant : bien que l'on fasse les mêmes hypothèses que K99 sur le devenir du gaz recyclé dans les deux cosmologies respectives, nos efficacités de recyclage ϵ sont différentes. Par ailleurs, l'inclusion d'objets plus faibles par une magnitude sous la limite de résolution en luminosité amplifie la corrélation des galaxies aux petites échelles, mais l'effet reste limité et s'accompagne d'un niveau de corrélation simultanément plus élevé à des échelles de l'ordre de quelques Mpc/h. La forme globale de la fonction de corrélation demeure inchangée.

En fait, il n'est pas clair que la faible amplitude de la fonction de corrélation aux petites échelles pose un problème, puisque les corrélations calculées pour la région relativement locale que l'on modélise ne doivent pas nécessairement reproduire celles obtenues pour des régions "représentatives" beaucoup plus larges. On verra dans ce qui suit que le modèle Λ CDM semble bien reproduire les statistiques de l'autocorrélation des galaxies locales mesurées par le $PSCz$ et l' UZC , ce qui n'est pas le cas du modèle τ CDM. Ici, à des échelles de 5 à $10 h^{-1}$ Mpc, l'amplitude de corrélation des galaxies optiques est proche des valeurs APM dans les deux simulations.

4.3.2 Corrélations croisées

Pour obtenir une comparaison plus quantitative, on utilise également dans ce paragraphe les catalogues artificiels *PSCz* et *UZC*. Ils sont extraits des deux populations Λ CDM et τ CDM simulées et reproduisent en détail la couverture céleste et les limites en luminosité apparente des observations. De plus, on rappelle qu'à la fois les catalogues observés et les catalogues simulés sont restreints aux galaxies avec des luminosités absolues plus grandes que les limites de résolution des simulations : en bande *B* pour l'*UZC*, en bande *B* et en IRL pour le *PSCz*.

En parallèle, les mêmes masques et les mêmes fonctions de sélection ont été appliquées aux distributions de la masse des particules à haute résolution, échantillonnées aléatoirement pour réduire les coûts de calcul, pour produire des "catalogues de masse". Ceux-ci peuvent être comparés directement avec les distributions des galaxies observées en utilisant les mêmes techniques.

Les vitesses propres des particules de DM, en particulier celles qui sont associées aux galaxies simulées sont bien sûr utilisées pour le calcul dans l'espace des z .

4.3.2.1 Méthode

Pour calculer les fonctions d'autocorrélation et de corrélation croisées, on utilise l'estimateur suggéré par Hamilton (1993) :

$$\xi_{12}(r) = \frac{\langle D_1 D_2 \rangle \langle R_1 R_2 \rangle}{\langle D_1 R_2 \rangle \langle D_2 R_1 \rangle} - 1, \quad (4.6)$$

où $\langle DD \rangle$, $\langle RR \rangle$ et $\langle DR \rangle$ représentent le nombre de paires de points "données-données", "aléatoires-aléatoires", et "données-aléatoires" respectivement, et les indices désignent les deux catalogues. Ces fonctions de corrélation sont calculées de $0.7h^{-1}$ Mpc à $15h^{-1}$ Mpc. Les catalogues aléatoires utilisés ici ont été générés en utilisant (1) le même masque angulaire que les catalogues de galaxies ou de "masse" correspondants, et (2) une fonction de sélection en profondeur déduite des fonctions de luminosité appropriées. Il s'agit de celle de Saunders et al. 1990 pour le *PSCz*, le *PSCz* simulé, et les catalogues de masse associés, de celle de Marzke et al. 1994 pour l'*UZC* et le catalogue de masse associé, et des approximations de Schechter du paragraphe 2.3.3 pour les catalogues *UZC* simulés. On s'assure que chaque catalogue aléatoire contient au moins dix fois plus de points que dans le catalogues de "données", afin que les incertitudes dans le comptage des paires soient dominées par le nombre de galaxies disponibles.

4.3.2.2 Corrélations croisées avec les galaxies IRL

Le fonctions d'autocorrélation et de corrélation croisées pour les catalogues *PSCz* observés, *PSCz* artificiels et de masse sont donnés sur la Fig. 4.7 : la légende donne les différentes courbes. Il est surprenant que l'autocorrélation du catalogue *PSCz* artificiel soit presque exactement similaire à celle des observations pour le modèle Λ CDM et également proche de celle-ci pour τ CDM, à des séparations supérieures à $1.5h^{-1}$ Mpc. Dans les deux cas, la forme de l'autocorrélation du modèle est proche d'une loi de puissance d'indice -1.28, la valeur obtenue par Fisher et al. (1994) pour l'ensemble de l'échantillon à 1.2 Jy. Sur l'intervalle de séparations où les corrélations sont calculées, le biais des galaxies *PSCz* simulées par rapport à la masse est relativement constant ; les galaxies Λ CDM sont notablement antibiaisées, alors que les galaxies τ CDM ne montrent presque pas de biais.

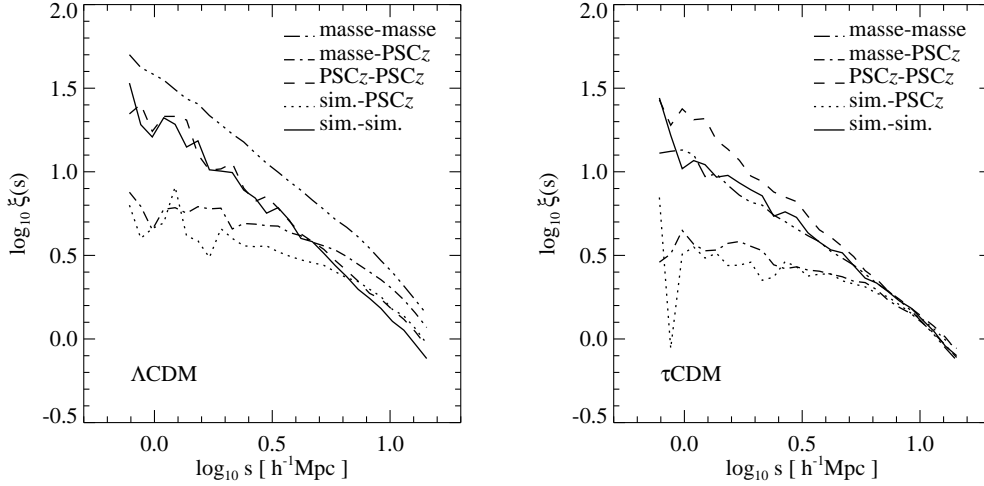


Fig. 4.7: Fonctions de corrélation croisées et autocorrélation pour les catalogues *PSCz* simulés et observés et pour les “catalogues de masse” correspondants. Ces derniers ont la même distribution sur le ciel et en profondeur que les catalogues observés.

Comme prévu, les corrélations croisées des galaxies observées du *PSCz* avec soit les galaxies *PSCz* artificielles, soit la distribution de masse simulée, ont un comportement différent.

Aux échelles plus grandes que $5 h^{-1}$ Mpc environ, la corrélation croisée $\xi_{PSCz, \text{gals}}$ entre les galaxies observées et artificielles est sensiblement égale à l’autocorrélation de l’une ou l’autre des populations. Ceci confirme la validité de l’ensemble du schéma numérique, depuis la génération des contraintes jusqu’à celle des catalogues artificiels, en incluant le modèle pour la luminosité IRL. Aux échelles inférieures à $5 h^{-1}$ Mpc la corrélation croisée se stabilise à une amplitude constante, ce qui s’explique par le fait que la structure à petite échelle dans les simulations contraintes n’est pas reliée à celle de l’Univers Local.

La corrélation croisée $\xi_{PSCz, \text{CDM}}$ entre les galaxies observées et la distribution de masse simulée montre une forme similaire. En effet, dans la cosmologie τCDM , où les galaxies *PSCz* ne sont presque pas biaisées par rapport à la masse, $\xi_{PSCz, \text{CDM}}$ est presque identique à la corrélation croisée avec le catalogue *PSCz* simulé. Pour ΛCDM , la corrélation croisée avec la masse est *plus forte* que celle avec les galaxies simulées. Aux grandes séparations, $\xi_{PSCz, \text{CDM}}$ est approximativement égale à la moyenne géométrique des autocorrélations des deux populations. Ce comportement serait attendu dans le cadre d’un modèle de biais linéaire pur, mais il peut paraître surprenant vu la dispersion et la non-linéarité évidente sur les Figs. 4.2 et 4.5.

4.3.2.3 Corrélations croisées avec les galaxies optiques

Suivant le même arrangement que pour la Fig. 4.7, la Fig. 4.8 présente les fonctions d’autocorrélation et de corrélation croisée pour les catalogues observés, simulés et pour la distribution de masse dans le cas des galaxies optiques reproduisant le survey *UZY*.

Il est instructif de comparer les fonctions d'autocorrélation de cette Figure avec les autocorrélations calculées dans l'espace eulérien, données sur la Fig. 4.6. Comme pour le cas des galaxies *PSCz* simulées, les fonctions d'autocorrélation des galaxies *UZC* simulées, dans l'espace des redshifts, sont parallèles à celles de la matière noire ; en Λ CDM les galaxies sont antibiaisées, quoique moins fortement que pour les galaxies *PSCz*, alors que pour τ CDM les galaxies montrent un léger biais positif. Dans les deux cosmologies, les courbes de la matière noire et des galaxies sont beaucoup plus nettement parallèles que les fonctions correspondantes calculés dans l'espace eulérien tracées sur la Fig 4.6. On peut aussi noter les différences significatives entre les autocorrélations de la masse données sur la Fig. 4.8 et celles données pour les mêmes simulations sur la Fig. 4.7. Ces disparités reflètent les couvertures célestes et les distributions en profondeur différentes des catalogues de masse simulés *PSCz* et *UZC* et soulignent qu'aucun ne peut être considéré comme une représentation fidèle de l'univers dans sa totalité.

En comparant les fonctions d'autocorrélation des catalogues *UZC* simulés avec celles de galaxies observées, on trouve un excellent accord en-deçà de $5 h^{-1}$ Mpc pour Λ CDM, avec une légère sous-estimation de l'amplitude observée aux plus grandes séparations. Pour τ CDM, les prédictions sont plus faibles à toutes les échelles, avec une différence pour $\xi(s)$ qui s'étend de 30% aux grandes séparations à un facteur 2 vers $1 h^{-1}$ Mpc. En confrontant aux Figs. 4.6 et 4.7, on voit qu'alors que les autocorrélations des galaxies observées dans la région *UZC* sont significativement plus faibles que les galaxies *PSCz* observées, elles excèdent pourtant celles mesurées pour les galaxies du survey *APM*, même en tenant compte de la différence entre l'espace eulérien et l'espace des redshifts. Bien que la région observée par l'*UZC* contienne des amas (e.g. Virgo, Coma) et que les galaxies *PSCz* y soient naturellement sous-représentées, ceci confirme encore que la région de l'espace qui est analysée est petite et ne doit pas être considérée comme représentative.

Les corrélations croisées entre les galaxies *UZC* observées et les distributions de masse et des galaxies *UZC* simulées sont presque constantes en amplitude en-dessous de $\sim 5 h^{-1}$ Mpc, particulièrement dans le modèle τ CDM. Aux plus grandes séparations, elles approchent l'amplitude de l'autocorrélation des galaxies observées, mais la convergence est moins évidente que dans le cas de la comparaison des galaxies *PSCz* simulées avec les données. Cette différence peut provenir du volume plus petit couvert par le catalogue *UZC*. On peut aussi l'attribuer au fait que l'on a utilisé une partie du catalogue *PSCz* et non des galaxies "optiques" pour obtenir les conditions initiales des simulations.

En conclusion de cette section sur les fonctions de corrélation, la génération des conditions initiales et les schémas de formation et d'évolution des galaxies ont permis de construire des catalogues artificiels sous les cosmologies Λ CDM et τ CDM qui sont cohérents dans le sens où s'ils reproduisent bien à la fois les structures individuelles, étudiées avec les comparaisons ponctuelles des champs de densité lissés sur des distances de $10 h^{-1}$ Mpc, ils sont aussi en accord avec les propriétés statistiques de mesure de l'aggrégation des galaxies actives sélectionnées par le relevé *PSCz* dans notre voisinage cosmique. Dans le modèle Λ CDM, les propriétés statistiques des galaxies sélectionnées en longueur d'onde optique dans le catalogue *UZC* sont également bien reproduites, mais ce n'est pas le cas de notre simulation τ CDM où les fluctuations de densité des galaxies optiques sont nettement plus faibles.

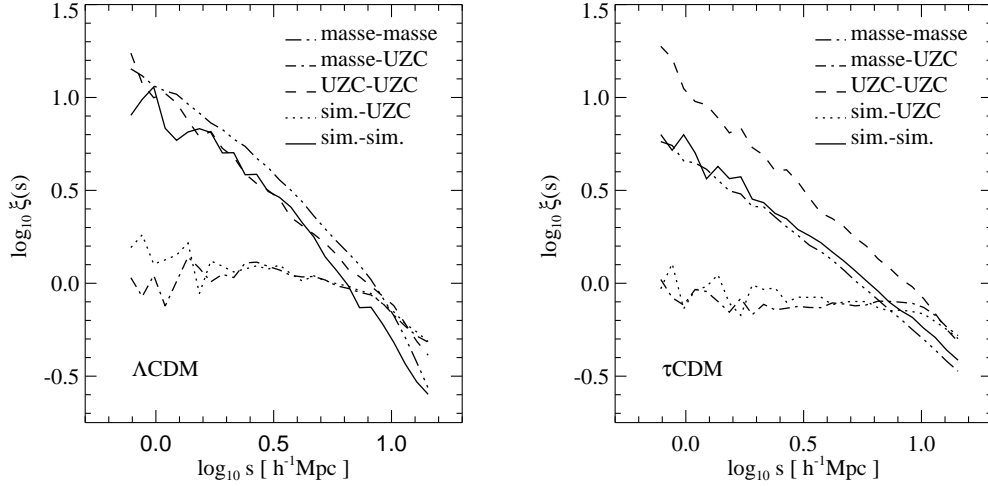


Fig. 4.8: Fonctions de corrélation croisées et autocorrélations pour les catalogues *UZC* simulés et observés et pour les “catalogues de masse” correspondants.

4.4 Conclusion

Les mesures statistiques de l’agrégation des galaxies de notre simulation Λ CDM sélectionnées dans l’IRL sont en bon accord avec celles calculées pour le relevé *PSCz*, et nos galaxies optiques paraissent conformes au relevé *UZC*, en jugeant sur la base des fonctions d’autocorrélation des populations de galaxies. Pour la cosmologie τ CDM, l’accord avec le survey *PSCz* est aussi satisfaisant, mais l’amplitude des corrélations des galaxies optiques simulées est de 40% inférieure à celle des données de l’*UZC*.

La comparaison ponctuelle des champs de densité lissés de la masse, des galaxies simulées optiques et IRL entre les deux cosmologies, ainsi que la comparaison avec le champ de densité observé des galaxies du survey *PSCz* illustre à la fois la nature du biais qui relie ces divers composants et le degré de réussite des techniques numériques quant à la reproduction de la distribution spatiale des galaxies actives en termes de formation stellaire.

Les simulations contraintes produisent une relation remarquablement étroite entre les densités des galaxies optiques et la matière noire. Des biais, relativement faibles, sont présents. Ils sont trop faibles dans le cas τ CDM pour être compatibles avec les observations du catalogue *UZC*, comme cela a déjà été noté. Le fait que les galaxies actives soient sous-représentées dans les groupes riches et les amas induit une dispersion plus importante et un fort biais aux densités élevées de matière dans la relation entre la densité des galaxies IRL simulées et la densité de masse ou des galaxies optiques.

Ainsi, la comparaison des champs de densité simulés avec les observations montre les relations parfois “serrées” introduites par les contraintes qui ont été appliquées aux conditions initiales, ainsi que les biais causés par des évolutions dynamiques différentes. Finalement, l’excellent accord entre les distributions des galaxies *PSCz* simulées et les données *PSCz* est

4 Comparaison à deux catalogues de galaxies

bien illustré par la corrélation croisée entre les deux ensembles, dont le niveau est moins de 20% moins élevé que la fonction d'autocorrélation des données *PSCz* pour les séparations supérieures à $5 h^{-1}$ Mpc.

A. Eldar et A. Dekel ont montré que des catalogues artificiels de vitesses propres des galaxies construits à partir des populations semi-analytiques analysées ci-dessus, reproduisent raisonnablement les données du survey *Mark III*. Les champs de densité reconstruits dans les deux modèles à partir des catalogues simulés, en utilisant des méthodes similaires à POTENT, Dekel et al. 1999, montrent un accord entre eux, avec les véritables champs de densité des simulations, et enfin avec le champ de densité reconstruit à partir des données réelles. C'est un des exemples d'application des catalogues de galaxies que l'on a obtenus dans ces simulations contraintes. Les catalogues sont librement accessibles ¹.

Dans la limite de leur résolution, ces simulations sont aussi un outil idéal pour clarifier simplement, et d'un point de vue *numérique*, un des problèmes potentiels du paradigme CDM, qui a été récemment rappelé par Peebles (2001a) : l'explication de l'absence de galaxies dans les vides, définis ici comme les régions où la densité de matière noire lissée sur des échelles de 10 à 15 h^{-1} Mpc est suffisamment faible, d'une part parce que la résolution assez élevée permet de descendre en luminosité *sous* une taille d'une galaxie comme le Grand Nuage de Magellan sur un volume cosmologique, d'autre part parce que les simulations reproduisent par construction les vides locaux. Cette question des vides est abordée dans le chapitre suivant.

¹<http://www.mpa-garching.mpg.de/NumCos/CR>

5

Les vides dans la population locale

Résumé

Les simulations contraintes de l'Univers Local sont utilisées ici pour estimer dans quelle mesure le schéma standard modélisé par des techniques semi-analytiques comme celle de K99 reproduit avec succès à $z = 0$ des régions vides de galaxies aussi larges et aussi "noires" que celles qui sont observées dans notre voisinage. On se restreint au modèle Λ CDM, et on utilise nos catalogues artificiels de galaxies où la résolution permet de suivre la morphologie d'objets de la taille du Grand Nuage de Magellan, et la luminosité de galaxies six fois plus faibles. La signature des vides est recherchée dans la distribution de la matière noire, ainsi que dans des échantillons extraits de l'ensemble des galaxies simulées, et associés à des propriétés observationnelles simples comme la luminosité, la couleur ou la morphologie. Plusieurs régions vides, de diamètre $10 h^{-1}$ Mpc, apparaissent dans les simulations. La gravité semble y avoir supprimé même les moins massifs des halos que nos résolutions permettent de suivre. On teste dans un premier temps l'environnement typique des diverses populations et on calcule les fonctions de luminosité des galaxies qui se trouvent dans les régions de densités élevées, moyennes, et plus faibles, jusqu'à une magnitude $M_B \sim -16.3$. Si on note une variation de la forme de la fonction de luminosité en fonction de la densité d'environnement de DM des galaxies, l'étude des fractions cumulatives des populations avec la densité de DM du voisinage des objets ne met pas en évidence de population "typique" des vides. Dans un deuxième temps, on vérifie le comportement de nos échantillons à la lumière des fonctions de corrélation : l'échantillon le plus bleu est naturellement le moins corrélé. Puis, on utilise la statistique du "plus proche voisin" pour tester ces candidats à une hypothétique population des vides, en prenant les spirales L_* comme galaxies de référence. On montre que les différents types de galaxies évitent les mêmes régions, et que pas plus d'un tiers des galaxies de faible luminosité ou même des galaxies bleues actives ne peuplent les vides définis par les spirales. Jusqu'à sa limite de résolution, on conclut que notre modèle numérique Λ CDM engendre donc aussi des vides significatifs dans la distribution des galaxies.

La première section est consacrée à un rappel des situations observationnelles, analytiques et numériques, dans le cadre du modèle CDM, et de la compréhension actuelle des mécanismes de formation des galaxies dans les vides. Elle reprend la synthèse de Peebles (2001b, par la suite P01). La deuxième section aborde un exemple de vide dans la simulation contrainte Λ CDM. La troisième section définit les diverses populations de galaxies simulées, dont on étudie l’environnement de matière noire en section 4, et qui servent en section 5 à construire les fonctions de corrélation et statistiques des plus proches voisins en utilisant comme référence les galaxies spirales géantes.

Dans ce chapitre, on entend par “vide” :

- dans un contexte d’observation, les régions dépourvues de galaxies optiques avec $L \geq L_*$
- dans les simulations, les régions sous-denses en matière noire, lissée par exemple avec un noyau gaussien sur une longueur de $5 h^{-1} \text{ Mpc}$: $\delta_{5 h^{-1} \text{ Mpc}, \text{DM}} \lesssim -0.7$

5.1 Introduction

5.1.1 Observations

Les premières études sur l’existence d’une hypothétique population de galaxies spatialement homogène, et qui puisse peupler les vides définis par les galaxies géantes, sont les conclusions négatives de Soneira & Peebles (1977). Peu après (Kirshner et al. 1981), on a réalisé l’existence dans l’Univers Local de grandes régions complètement dépourvues de galaxies normales qui seraient sélectionnées en bande optique. Depuis, une série d’observations recherchant des populations de galaxies spécifiques (e.g. naines, galaxies à faible luminosité surfacique, galaxies actives du point de vue de la formation stellaire) ont montré que les vides définis par les galaxies optiques semblent aussi sous-denses du point de vue de telles populations : voir la section 2 de P01 pour une liste des observations. Même s’il existe des cas de détection de galaxies dans des régions que l’on avait supposées vides, comme dans le vide du Bouvier (Boötes) (Dey et al. 1990; Szomoru et al. 1996a,b), ces quelques galaxies ont des propriétés voisines de celles des spirales de type tardif rencontrées dans les régions de densité moyennes. En extrapolant une relation morphologie-densité comme celle de Dressler (1980), qui est bien comprise dans le cadre de la formation hiérarchique des structures et de la formation biaisée des galaxies, ou qui peut être interprétée avec le formalisme des pics des champs gaussiens (Evrard et al. 1990), on s’attend à ce que les vides soient peuplés par des galaxies naines, de faible luminosité. Pourtant, même une telle population n’est pas observée. En présentant une liste de problèmes potentiels rencontrés par le modèle standard Λ CDM, on a rappelé en Section 2.2 qu’il serait aussi possible de se représenter le phénomène des vides comme une ségrégation en luminosité “extrême”, mais les liens entre la relation morphologie-densité observée et la ségrégation en luminosité ne sont pas immédiats, voir Beisbart & Kerscher (2000). On montrera que la fonction de corrélation n’est toutefois pas adaptée pour déceler une hypothétique population des vides. Comme noté par Kirshner et al. (1981) et souligné par P01, *si* il reste une fraction substantielle de masse dans les vides, les galaxies qui sont associées aux halos de DM qui y demeurent doivent être beaucoup plus faibles que L_* , car ces galaxies ne sont pas observées. Pourtant, les galaxies proches du Groupe Local et irrégulières du type des Nuages de Magellan (Tully 1988; Peebles 1989; Peebles et al. 2000a) semblent s’être formées dans des conditions relativement similaires à celles rencontrées dans

les vides, et l'on s'attend donc à y retrouver le même type de galaxies. Les simulations non collisionnelles de formation des galaxies sont adaptées pour vérifier s'il existe des grands vides à $z = 0$ dans un modèle Λ CDM, où même la masse aurait été éliminée, et où le schéma semi-analytique, jusqu'à sa limite de résolution, n'engendrerait pas de galaxies.

Etant donnée la présence de vastes régions sous-denses dans des surveys très différents, plusieurs groupes se sont récemment intéressés à la détermination précise de la taille et de la forme des vides dans des volumes suffisamment grands comme ceux considérés par le survey *CfA* (Vogeley et al. 1994), le *LCRS* (Müller et al. 2000; Müller & Arbabi-Bidgoli 2001), les surveys *SSRS* et *IRAS* (El-Ad et al. 1997; El-Ad & Piran 1997), et enfin le *PSCz* (Plionis & Basilakos 2002). En comparant les vides dans le survey *IRAS* à 1.2 Jy et dans l'*ORS*, El-Ad & Piran (2000) trouvent des tailles et des formes similaires, bien que, comme on l'a vu au chapitre précédent, les populations des galaxies soient très différentes dans les deux cas. Récemment, Hoyle & Vogeley (2002) ont comparé le diamètre des vides les plus grands dans les catalogues *UZC* et *PSCz*. Leur algorithme de recherche détecte 35 et 19 vides avec un diamètre supérieur à $20 h^{-1}$ Mpc dans les catalogues *PSCz* et *UZC* respectivement, jusqu'à une distance d'environ $80 h^{-1}$ Mpc de la Voie Lactée.

5.1.2 Précédentes études numériques

Des simulations numériques non dissipatives de modèles CDM (Vogeley et al. 1994; Müller et al. 2000; Plionis & Basilakos 2002) ont été entreprises pour comparer les statistiques des vides à ces observations. Tous ont identifié les sites des galaxies parmi la distribution de DM à l'aide des arguments "traditionnels" de biais de la distribution des galaxies en fonction de la surdensité de DM, plutôt qu'avec une technique *ab initio* de formation des galaxies comme celle des modèles SA. En outre, ils ont été évidemment affectés par le problème de *variance cosmique*.

Vogeley et al. (1994) ont trouvé que les modèles biaisés comme une cosmologie plate, à faible densité du type Λ CDM produisent des vides similaires à ceux observés sur le survey *CfA* en considérant seulement les galaxies brillantes du survey, mais qui sont trop peu peuplés par rapport aux observations s'ils incluent les galaxies plus faibles, sub- L_* . Müller et al. (2000) trouvent que leurs statistiques sur les vides sont davantage sensibles aux critères utilisés pour l'identification des galaxies qu'aux paramètres cosmologiques. Plionis & Basilakos (2002) ont comparé les formes et les tailles des vides dans le *PSCz* avec 6 différents modèles CDM. Ils trouvent que la distribution de la taille des vides forme un test cosmologique beaucoup plus efficace. Les modèles à faible densité OCDM et Λ CDM reproduisent le mieux les observations.

Le principal inconvénient de ces simulations est la nécessité de placer les galaxies "à la main", en utilisant un critère de sélection *ad hoc* et/ou en distribuant les morphologies au moyen des relations morphologie-densité qui sont observées par nécessité dans les environnements de densité moyenne ou élevée, et non dans les vides.

Les simulations de formation des structures dans des volumes cosmologiques incluant un traitement semi-analytique de l'évolution des galaxies, telles celles présentées dans les chapitres précédents, ont aussi été partiellement capables d'aborder le problème (Kauffmann et al. 1997, 1999a; Benson et al. 2001a).

K97 ont résolu les galaxies de la taille du Grand Nuage de Magellan (GNM). Ils ont étudié la fonction de probabilité des vides (FPV) dans une simulation de formation des galaxies dans un univers EdS. Ils ont calculé la FPV pour les galaxies simulées brillantes et faibles, avec

$M_B < -20$ et $M_B < -18$ respectivement, et pour deux ensembles de particules de DM aléatoirement sélectionnées, avec la même densité (en nombre) que les ensembles de galaxies respectifs. Alors que leur figure 14 montre des FPV similaires pour les galaxies brillantes et l'ensemble de particules de matière noire correspondant, la FPV de leurs galaxies faibles est différente de la FPV de l'ensemble de DM associé : la probabilité des vides de grande taille parmi les galaxies faibles est supérieure à celle de la DM. Ceci prouve que les objets faibles ont tendance à respecter les vides définis par les galaxies plus brillantes, et qu'une ségrégation apparaît par rapport à la DM.

K99 et Benson et al. (2001a) ont une résolution plus grossière (L_*) et n'ont pas calculé de statistiques sur les vides. En fait, on peut se faire une idée de la répartition des vides à cette résolution à l'aide de leurs planches de la distribution des galaxies. Comme noté par P01, l'inspection visuelle des simulations *GIF* de K99 (voir leur figure 5) semble montrer de vastes régions qui, entre les concentrations des galaxies L_* sur les filaments et dans les amas, sont presque dépourvues de galaxies. Pourtant, la mesure dans laquelle ces régions contiennent encore, à $z = 0$, une fraction significative de la masse, sous la forme de halos de DM de masse $\sim 10^{10} M_\odot$, demeure floue, *même* dans un modèle Λ CDM. S'il existe des halos dans les vides, alors aucune galaxies ne leur a été associée par l'algorithme SA, et il faut vérifier si ceci est dû à la limite de résolution ou à un processus physique bien déterminé.

Si les simulations montrent qu'il subsiste un grand nombre de halos de DM de "petite" masse entre les amas riches en galaxies, P01 considérerait la suppression observée de la formation des galaxies dans les vides comme une "crise" potentielle pour le paradigme Λ CDM. Il faut noter, cependant, qu'un certain nombre de solutions ont été envisagées. Le modèle avec une matière noire tiède (WDM pour "Warm Dark Matter") peut être une solution (Bode et al. 2001), même s'il y a des explications possibles dans le cadre CDM. Par exemple, les flux UV ionisants des premières structures formées peuvent empêcher le refroidissement du gaz, ou réchauffer le gaz refroidi, dans les halos proches peu massifs et y supprimer la formation ultérieure des galaxies naines (Rees 1985; Srianand 1997; Cen & Ostriker 2000). Suivant une autre direction de recherche, Friedmann & Piran (2001) proposent un modèle analytique pour la formation des vides, où l'absence de galaxies résulte de la combinaison de deux facteurs : l'expansion gravitationnelle des zones où la DM est sous-dense, et la formation biaisée des galaxies. Ils ont testé ce schéma pour une famille de modèles CDM, parmi lesquels Λ CDM fournit le meilleur accord avec les données.

5.1.3 Utilité des simulations contraintes

Les simulations contraintes permettent de clarifier la question des vides d'un point de vue *numérique*. On utilisera le modèle Λ CDM uniquement : au vu des études rappelées ci-dessus, il semble le meilleur candidat pour résoudre le problème. En particulier, un modèle EdS avec une densité de matière critique semble moins favorisé en raison de $\Omega_0 = 1$, peut-être à cause de la formation plus tardive des structures. Le chapitre 3 de cette partie a montré que les simulations reproduisent raisonnablement bien les propriétés des amas locaux les plus massifs, et en particulier leurs positions. La même reproduction est attendue au niveau des vides. On a souligné que la simulation Λ CDM peut suivre la formation et l'évolution morphologique de galaxies naines de la taille du GNM, et obtenir des propriétés photométriques crédibles pour des galaxies six fois plus faibles. À $z = 0$, ceci correspond à des galaxies centrales de halos de DM de masses $\sim 3 \times 10^{11}$ et $\sim 3 \times 10^{10} h^{-1} M_\odot$ respectivement.

La résolution en morphologie n'est améliorée que d'un facteur 3 par rapport à K97. Pourtant, l'algorithme de formation des galaxies utilisé pour les simulations contraintes est beaucoup plus détaillé, incluant notamment l'évolution morphologique des galaxies et deux modes de formation stellaire distincts, processus non considérés par K97. De plus, le volume simulé ici est trois fois le leur.

5.1.4 Techniques employées

Dans un premier temps, on utilise des mesures statistiques “à un point” : après avoir donné un exemple de la distribution des galaxies autour d'une région vide de la simulation CR Λ CDM, on étudie quantitativement les environnements des candidats pour une population des vides.

On oppose des ensembles de galaxies choisies dans des intervalles décrivant d'une part les variations de couleur, d'autre part les variations de morphologie. On extrait de même une série d'ensembles de halos de DM, sélectionnés dans des intervalles de masse totale consécutifs, et une série d'ensembles de galaxies au-delà de la limite de résolution, sélectionnées dans des intervalles de luminosité consécutifs, que l'on compare entre eux de la même façon. On évalue la densité de DM typique, lissée sur $5 h^{-1}$ Mpc, où se trouvent ces divers objets, dans le but de trouver une première signature d'une population typique des vides. En fait, on retrouve le schéma traditionnel du biais des halos. Les galaxies bleues, actives, se trouvent préférentiellement dans les régions de faible densité, ce qui n'est pas aussi net pour les galaxies irrégulières.

Pour étendre l'étude précédente, on estime “réciproquement” la dépendance en densité de DM de la forme de la fonction de luminosité des galaxies (FL) dans une suite donnée d'intervalles de densité lissée de DM. Pour ceci, on divise la simulation en une série de régions de même masse et en une série de régions de même volume. Dans chacune de ces zones, on évalue la FL de *toute* la population des galaxies. On s'intéressera plus particulièrement à la variation de sa forme et à sa pente aux faibles luminosités. A un certain degré, on trouve que cette dernière est fonction de la densité de DM, et il semble apparaître un seuil au-dessous duquel la variation est plus importante.

Dans un deuxième temps, on aborde les statistiques “à deux points” comme les fonctions de corrélation et les tests du plus proche voisin.

Les fonctions de corrélation des échantillons fournissent un contrôle de la procédure de sélection. On retrouve les variations de la fonction de corrélation déjà observées par K99. En particulier, les galaxies rouges montrent une corrélation beaucoup plus élevée que les galaxies bleues. Soulignons, comme P01, que ceci n'implique pas que les galaxies bleues peuplent les vides laissés par les galaxies spirales.

Depuis Soneira & Peebles (1977), le test du plus proche voisin (PPV) parmi un ensemble de galaxies de référence, cherché à partir d'une galaxie d'un échantillon test est un outil couramment utilisé dans les observations pour discriminer entre les distributions spatiales de deux types d'objets. La fonction de probabilité des vides (FPV, White 1979b) est plus fréquente dans l'analyse des simulations numériques (K97), mais elle est plus complexe et elle est aussi très sensible à la densité moyenne des objets : on ne l'abordera pas ici. Le test du PPV est complémentaire à la fonction de corrélation. Il sera appliqué à nos séries d'échantillons hypothétiques pour une population des vides, dans l'espace eulérien, sans tenir

compte des vitesses propres, à la différence de P01, en prenant les galaxies spirales L_* comme les galaxies standard. Si un tiers des galaxies de l'une des populations test était distribué de façon homogène par rapport aux spirales, ceci apparaîtrait sur le test. Ce niveau de un tiers sera considéré comme le seuil pour la détection d'une population des vides. La valeur est assez arbitraire, elle a été choisie par continuité avec P01, mais elle est suffisante pour mettre en valeur une population uniforme.

5.2 Exemple de distribution de galaxies autour d'un "vide"

La fenêtre gauche de la Fig. 2.9 du chapitre 2 montre une tranche de la distribution des galaxies extraite du modèle Λ CDM contraint, avec $M_B < -19.5$. Rappelons que la tranche est centrée sur la Voie Lactée, a un côté total de $180 h^{-1}$ Mpc, une épaisseur de $30 h^{-1}$ Mpc et s'étend également de part et d'autre du plan supergalactique, avec SGZ dans $[-15, +15] h^{-1}$ Mpc. La Fig. 5.3 donne la projection des galaxies spirales L_* de référence de cette même région. Avec la précaution due au seuil en magnitude relativement élevé, pour limiter le nombre de galaxies affichées de façon à ne pas obscurcir la DM, de 3 magnitudes plus brillant que la limite de résolution, deux grands vides sont apparents : le premier à $(-60, -30) h^{-1}$ Mpc en coordonnées (SGX, SGY), avec un diamètre de $\sim 20 h^{-1}$ Mpc, le(s) deuxième(s) pratiquement à l'opposé par rapport à la Voie Lactée, à $(40, 50)$, où une légère surdensité de matière noire, contenant une galaxie bleue à $SGY \sim 49 h^{-1}$ Mpc, sépare deux vides plus petits, de diamètre $\sim 10 h^{-1}$ Mpc chacun. Il est rassurant de remarquer que ces mêmes grands vides sont aperçus dans le survey *PSCz* (en particulier, voir la figure 2 de Plionis & Basilakos 2002) ou dans le volume local couvert par l'*UZC* (Hoyle & Vogeley 2002).

On prend comme exemple le vide situé aux coordonnées $(40, 50) h^{-1}$ Mpc, car il se situe davantage à l'intérieur de la zone à haute résolution de la simulation, et est ainsi probablement moins affecté par la transition entre les zones à haute et à basse résolution. Une région cubique, approximativement centrée sur le vide, et de côté $24 h^{-1}$ Mpc, est extraite de la simulation.

Le panneau droit de la Fig. 5.1 montre la distribution de toutes les galaxies dans ce cube, plus brillantes que la limite de résolution de luminosité. La taille et la couleur des symboles des galaxies varient selon leur luminosité en bande B et leur indice $B - V$ respectivement, mais selon des échelles différentes de celles de la Fig. 2.9 du deuxième chapitre. Notre schéma de formation des galaxies associe au moins un objet (galaxie centrale) à tout halo de DM d'au moins 10 particules. De plus, avec notre définition de la limite de résolution en luminosité : la luminosité moyenne d'une galaxie centrale d'un halo avec $\simeq 10$ particules, on s'attend à ce qu'une fraction sensible des halos plus massifs que $M_{\text{tot}} \simeq 10 \times M_{\text{part}} = 3.57 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$ contienne au moins une galaxie avec $M_B \leq -16.27$, qui apparaîtra donc sur le panneau droit de la Fig. 5.1. C'est effectivement le cas : dans la région montrée, 75% des halos ont une galaxie centrale au moins aussi lumineuse. On le vérifie sur le panneau gauche de la Fig. 5.1, où on projette selon SGZ le même volume cubique que celui du panneau droit, et où on marque la position de tous les halos de DM avec 10 particules ou davantage.

Deux vides sont très apparents, entièrement dépourvus de halos, avec des diamètres de l'ordre de 10 et $8 h^{-1}$ Mpc et des profondeurs d'au moins $24 h^{-1}$ Mpc. Ceci paraît contredire P01, qui affirme que dans un modèle Λ CDM, un nombre significatif de halos de faible masse devrait se distribuer assez uniformément entre les vides définis par les halos de masse M_* , en définissant, selon l'habitude, la masse caractéristique M_* par $\sigma(M_*) = \delta_{\text{crit}} \sim 1.69$, avec

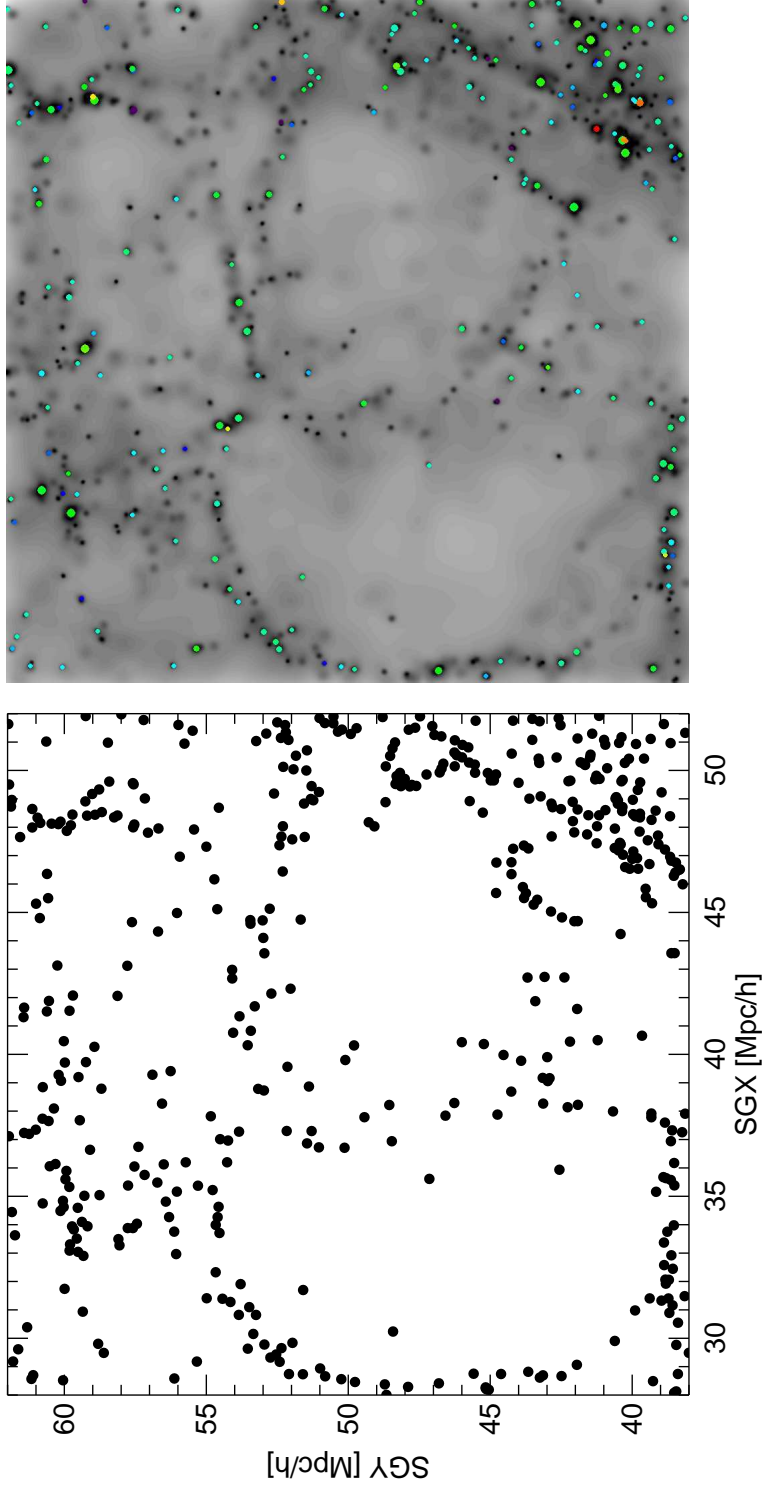


Fig. 5.1: Distribution à $z = 0$ des halos de DM plus massifs que 10 particules (à gauche) et des galaxies plus brillantes que la limite de résolution de luminosité (à droite) dans une région vide extraite de la simulation Λ CDM. La région est cubique avec un côté de $24 h^{-1}$ Mpc, et projetée selon SGZ. La taille et la couleur des symboles des galaxies varient selon leur luminosité en bande B et leur indice $B - V$ respectivement.

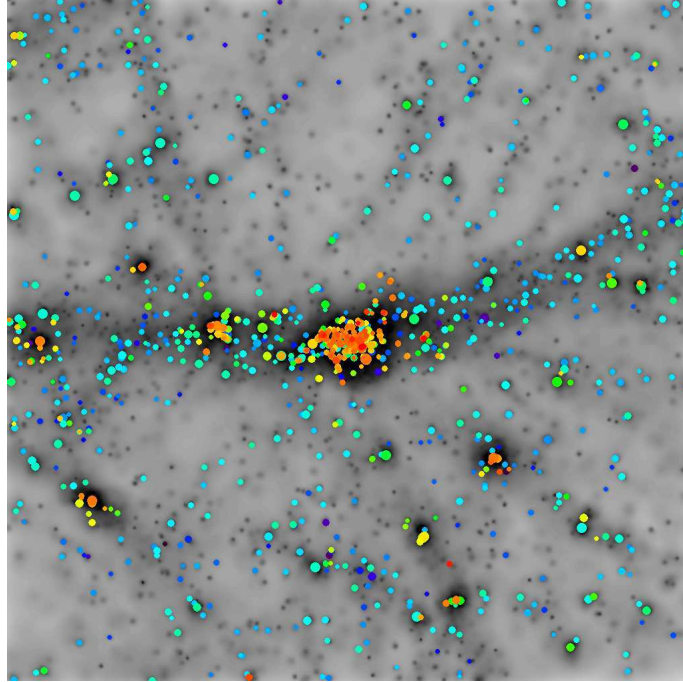


Fig. 5.2: Distribution des galaxies à $z = 0$ dans l'amas Virgo extrait de la simulation contrainte Λ CDM. La région est cubique avec un côté de $24 h^{-1}$ Mpc, et projetée selon SGZ. Seules les galaxies plus brillantes que $M_B = -17$ sont montrées. Le tracé est similaire à la Fig. 3.2, mais avec les échelles de la Fig. 5.1.

$M_* \sim 1.44 \times 10^{13} M_\odot$ pour la cosmologie adoptée ici. En fait, la gravité semble avoir déplacé ces halos de faible masse hors des vides, conformément au modèle analytique de Friedmann & Piran (2001).

Comme comparaison, on donne sur la Fig. 5.2 la distribution des galaxies autour de l'amas de Virgo ($M_{200} \sim 4 \times 10^{14} h^{-1} M_\odot$) extrait de la simulation contrainte Λ CDM, également choisi au centre d'une région cubique de côté $24 h^{-1}$ Mpc et projetée selon SGZ, de manière similaire à la Fig. 3.2 du troisième chapitre de cette partie. Par contre, la méthode de construction de l'image de DM et les échelles des symboles des galaxies suivent exactement celles de la Fig. 5.1. Notons que pour éviter de saturer la région de l'amas, les galaxies sont limitées à $M_B \leq -17$.

5.3 Définition des échantillons tests des galaxies simulées

Cette section donne les définitions des ensembles de galaxies qui seront utilisés dans la suite comme galaxies de référence, pour le test du plus proche voisin, et comme candidats pour la population des vides.

Le petit nombre de galaxies observées dans le vide du Bouvier sont des spirales normales, de type morphologique tardif (Szomoru et al. 1996a,b). Pourtant, on admet fréquemment

que les vides doivent être peuplés par des galaxies *naines de type tardif* et/ou de *faible luminosité de surface* (GFLS). Des programmes observationnels ont recherché systématiquement différentes populations potentielles pour les vides : Eder et al. (1989) et Lee et al. (2000) ont considéré la possibilité de galaxies naines; Pustil'nik et al. (1995) et Lindner et al. (1996) ont recherché des galaxies bleues et compactes (GBC); Salzer et al. (1990) ont séparé leur échantillon en deux séries de galaxies à grande et à faible luminosité (en séparant à $M_B = -18$) et Bothun et al. (1993) ont recherché des GFLS dans les vides. Dans sa recherche infructueuse pour une possible population des vides définis par les galaxies spirales du survey *ORS*, P01 a considéré des échantillons de galaxies naines/irrégulières et de GFLS, et a calculé la distance de ces objets à leur plus proche spirale L_* .

Pour évaluer les variations du biais dans la simulation CR Λ CDM, les environnements des halos de DM sont étudiés dans un premier temps en fonction de leur masse, et on évalue comment le biais eulérien habituel (e.g. Mo & White 1996) se retrouve dans les statistiques que l'on appliquera ultérieurement à nos populations de galaxies.

Puis, en utilisant les informations photométriques et morphologiques du modèle semi-analytique, on étudie les environnements des galaxies en fonction de leur luminosité, morphologie et couleur. Par exemple, on compare les environnements des galaxies faibles à ceux des galaxies plus lumineuses. Pour faire le lien avec P01, on analyse également les statistiques du PPV de nos échantillons de halos et de galaxies en cherchant le plus proche voisin de chaque objet parmi un ensemble de galaxies spirales L_* définies dans ce qui suit.

Rappelons enfin que les galaxies “du champ”, dont la particule n'est pas associée à un halo de DM, sont exclues de l'analyse. Il n'y a pas de problème lié au fait que l'on néglige ces galaxies du champ dans l'analyse des vides, même si leur répartition spatiale plus diffuse et leur faible luminosité en feraient des candidats idéaux pour la population recherchée. En fait, il faut souligner que leur présence hors des halos est complètement *artificielle* (par exemple, dissolution d'un halo proche de la limite de résolution, particules de DM éjectées du halo dans le cadre de l'évaporation du système par échauffement à deux corps).

Les échantillons test présentés dans ce qui suit sont publiquement disponibles ¹.

5.3.1 Galaxies de référence

Ces galaxies seront utilisées comme les standards donnant la répartition spatiale typique, au sens de la fonction de corrélation mais surtout de la définition des vides, notamment pour les statistiques du PPV. Les spirales géantes sont choisies dans un intervalle de deux magnitudes centré sur $M_{B,*} \sim -20.8$, pris ici comme la magnitude typique d'une galaxie similaire à la Voie Lactée : $-21.8 \lesssim M_B \lesssim -19.8$, et avec un type morphologique Sa/Sb/Sc choisi par $1 < M_{B,\text{bulbe}} - M_{B,\text{total}} < 2.2$ (Simien & de Vaucouleurs 1986; de Vaucouleurs et al. 1991). Ce critère est similaire à celui utilisé dans la construction de nos relations de Tully-Fisher au chapitre 2, mais inclut également les galaxies de type Sa. De plus, on ne choisit que les galaxies avec $160 < V_{\text{disque}} < 240 \text{ km s}^{-1}$. Toutefois, les galaxies de référence de la simulation ne sont *pas nécessairement* des galaxies centrales de halos : elles peuvent aussi être des galaxies satellites membres d'amas massifs.

On trouve 1471 galaxies de ce type dans la simulation, une abondance très proche ($n_{Ref} \sim 7 \times 10^{-4} h^3 \text{ Mpc}^{-3}$) de celle trouvée par P01 pour les galaxies spirales qu'il sélectionne dans

¹<http://www.mpa-garching.mpg.de/NumCos/CR/Voids/>

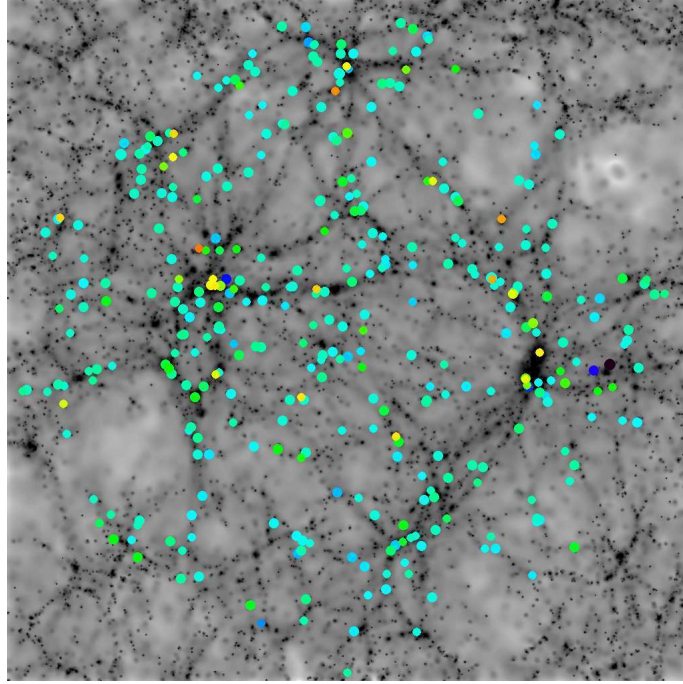


Fig. 5.3: Distribution des galaxies spirales “standard” L_* avec $160 < V_{\text{disque}} < 240 \text{ km s}^{-1}$, $1 < M_{\text{B,bulbe}} - M_{\text{B,total}} < 2.2$, et $-21.8 < M_B < -19.8$ dans la même tranche d’épaisseur $30 h^{-1} \text{ Mpc}$ que sur la Fig. 1.3. Le côté de l’image est de $180 h^{-1} \text{ Mpc}$, la taille et la couleur des symboles suivent L_B et $B - V$, mais les échelles sont différentes de la Fig. 2.9.

le survey *ORS* pour son analyse de la distribution des GFLS dans son intervalle de redshift le plus extérieur, à des distances de $6000 \leq cz \leq 9000 \text{ km s}^{-1}$.

La Fig. 5.3 montre ces galaxies de référence dans la même tranche extraite de la simulation, d’épaisseur $30 h^{-1} \text{ Mpc}$, et centrée sur le plan SG que celle projetée sur la Fig. 2.9. Pour être complets, notons que la région vide de volume $24^3 h^{-3} \text{ Mpc}^3$ et détaillée à la section précédente ne contient que deux galaxies de référence, soit une densité de $n_{\text{Ref}} \sim 1.4 \times 10^{-4} h^3 \text{ Mpc}^{-3}$, cinq fois plus faible que la moyenne, modulo le bruit de Poisson. Ici, même avec l’application de notre critère de sélection morphologique, et bien que la *dispersion* des couleurs de galaxies de référence soit faible, quelques galaxies “rouges” sont incluses. Ceci n’est pas inattendu toutefois ; la plupart de ces objets plus particuliers sont des galaxies spirales “anémiques” dans les amas. Dans la suite, on dénotera cet échantillon de galaxies de référence par *Ref*.

Pour tester dans quelle mesure les statistiques du plus proche voisin calculées avec l’ensemble de galaxies de référence *Ref* sont affectées par le bruit d’échantillonnage, on utilisera seulement à la fin du paragraphe 5.5.4 un deuxième échantillon de galaxies de référence noté *Ref*₂. Il est obtenu en considérant toutes les galaxies qui ont un bulbe de taille quelconque, et une luminosité $-21.5 < M_B < -18.5$: on trouve 26547 objets de ce type dans la simulation ($n_{\text{Ref}_2} \sim 1.2 h^3 \text{ Mpc}^{-3}$).

5.3.2 Halos de matière noire

On construit une série d'ensembles de halos de DM en les classant selon leur masse, obtenue en utilisant le nombre total de particules liées par l'algorithme FOF. Chacun des intervalles de masse s'étend sur un facteur 4, avec un nombre de particules par halo de [10 40] pour le premier intervalle (le plus "léger"), et un nombre de particules de [40960 163840] pour le plus massif, seuls 38 halos se retrouvent dans ce dernier intervalle, et seuls 5 halos ont davantage que 163840 particules. Les 7 intervalles résultants sont dénotés HM_1 à HM_7 ("Halo Masse") du moins massif au plus massif. Les limites inférieures, en nombre de particules et en masse, pour chacun de ces 7 intervalles sont données dans les 7 premières colonnes des deux premières lignes de la table 5.1, alors que la dernière colonne donne la limite supérieure de l'intervalle le plus massif, HM_7 . La troisième ligne donne le nombre de halos de chaque intervalle.

5.3.3 Sélection en luminosité

Des intervalles de sélection en luminosité des galaxies sont construits pour mettre en relief les tendances dans la distribution spatiale des objets, des galaxies géantes aux naines. L'intervalle de luminosité le plus brillant, qui contient seulement 29 galaxies, est tel que $M_B < -22.5$ et les intervalles suivants couvrent chacun une magnitude, jusqu'à une limite inférieure de $M_B = -16.5$, proche de la limite de résolution en luminosité. Ceci résulte en 7 intervalles dénotés GL_1 à GL_7 ("Galaxie Luminosité"), du plus faible au plus brillant. Les limites des intervalles de luminosité, et les nombres correspondants d'objets sont donnés dans les quatrième et cinquième lignes de la table 5.1.

5.3.4 Sélection en couleur

A partir de la Fig. 2.8 du deuxième chapitre de cette partie, on peut déduire que $B - V \sim 0.8$ sépare approximativement les galaxies plus brillantes que la résolution de morphologie en galaxies elliptiques et spirales. Toutefois, cette séparation n'est pas parfaite, comme on l'a noté ci-dessus pour le cas des galaxies de référence. De plus, puisque l'on cherche à mettre en valeur une variation progressive dans la distribution spatiale des galaxies avec une propriété donnée, on procèdera comme dans le paragraphe précédent. On divise les valeurs couvertes par l'indice $B - V$ de toutes les galaxies plus brillantes que la limite de résolution en luminosité ($0 \lesssim B - V \lesssim 1.42$) en une série de 7 intervalles dénotés GC_1 à GC_7 ("Galaxie Couleur"), de la galaxie la plus bleue à la galaxie la plus rouge. Notons que $B - V \sim 1.4$ est le maximum atteint par notre simulation : bien que la formation stellaire s'effectue toujours avec une métallicité solaire et une FMI stellaire de Scalo, le modèle approximatif pour l'extinction interne par les poussières que l'on applique au catalogue de galaxies simulé produit quelques galaxies particulièrement rouges.

L'intervalle le plus bleu est [0 0.5] en $B - V$, et les seuils des intervalles consécutifs sont séparés par 0.1 en $B - V$. Le dernier intervalle recouvre [1 1.5]. Ici encore, les limites des intervalles et le nombre des objets sont donnés par les sixième et septième lignes de la table 5.1.

On souligne que l'on a classé toutes les galaxies au-delà de la limite de résolution en luminosité de notre simulation. Ceci nous permet d'atteindre des magnitudes sensiblement

Tab. 5.1: Limites inférieures des intervalles utilisés pour définir les échantillons de halos et de galaxies. La dernière colonne donne la limite supérieure du dernier intervalle. Les trois premières lignes concernent les halos de DM classés par masse, et les paires de lignes suivantes concernent les galaxies classées par luminosité (M_B), couleur ($B - V$), et morphologie ($M_{B, \text{bulbe}} - M_{B, \text{total}}$), respectivement.

| Propriété | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | Limite supérieure |
|---|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| N_{part} | 10 | 40 | 160 | 640 | 2560 | 10240 | 40960 | 163840 |
| $M_{\text{tot}} (M_{\odot})$ | 5.1×10^{10} | 2.0×10^{11} | 8.2×10^{11} | 3.3×10^{12} | 1.3×10^{13} | 5.2×10^{13} | 2.1×10^{14} | 8.4×10^{14} |
| N_{obj} | 183552 | 40871 | 11243 | 2948 | 861 | 214 | 38 | |
| M_B | -16.5 | -17.5 | -18.5 | -19.5 | -20.5 | -21.5 | -22.5 | $-\infty$ |
| N_{obj} | 120261 | 46473 | 17961 | 7103 | 2876 | 446 | 29 | |
| $B - V$ | 0 | 0.5 | 0.6 | 0.7 | 0.8 | 0.9 | 1.0 | 1.5 |
| N_{obj} | 16141 | 32801 | 78908 | 36193 | 12634 | 34759 | 8434 | |
| $M_{B, \text{bulbe}} - M_{B, \text{total}}$ | ∞ | 4 | 2 | 1 | 0.75 | 0.5 | 0.25 | 0 |
| N_{obj} | 4255 | 7004 | 8219 | 3093 | 3410 | 1688 | 1748 | |

plus faibles que si l'on s'était restreint aux galaxies pour lesquelles la simulation estime les morphologies de façon fiable.

5.3.5 Sélection en morphologie

La sélection de notre dernière série d'échantillons se fait sur le type morphologique donné par les simulations. Par définition, il est bien sûr nécessaire de se limiter ici aux galaxies dont l'histoire de fusion est suffisamment déterminée (avec $M_B \leq -18.46$). La sélection de l'échantillon se fait selon $M_{B,\text{bulge}} - M_{B,\text{total}}$, qui s'étend de 0 à ~ 7 parmi toutes les galaxies simulées qui possèdent un bulbe. Les intervalles sont dénotés GM_1 à GM_7 ("Galaxie Morphologie"), de l'intervalle où le bulbe est le moins dominant à l'intervalle où il forme la composante majeure. Notons que par simplicité, les galaxies dépourvues de sphéroïde ont été classées avec les objets du premier intervalle. Les deux dernières lignes de la table 5.1 donnent les limites des intervalles de "morphologie", avec le nombre associé d'objets.

5.4 Environnements des populations test de galaxies

Pour comparer les environnements locaux des galaxies des divers échantillons, et pour chercher une première "signature" simple d'une population hypothétique des vides, on calcule ici la densité de masse de DM, en lissant le champ de densité de la région autour de chaque galaxie, et on confronte les distributions de cette densité locale de nos divers échantillons. En outre, on estime la fonction de luminosité (FL) par unité de volume puis unité de masse pour les objets qui résident dans des environnements de densité donnée, en se concentrant plus particulièrement sur la variation qualitative de la forme de la FL.

5.4.1 Densité des environnements

5.4.1.1 Méthode

On caractérise les environnements des galaxies à l'aide des densités de masse lissées sur des distances de $5 h^{-1}$ Mpc : une longueur de lissage de $10 h^{-1}$ Mpc est déjà trop grande pour mettre en relief une quelconque variation entre les différents échantillons.

On attribue la distribution de DM de la simulation à une grille régulière cubique avec une taille de cellule beaucoup plus petite que la longueur de lissage R_{filt} , selon un procédé CIC. Le lissage du champ de densité est effectué sur cette grille fine avec un noyau gaussien dont la forme a été rappelée avec l'équation 2.3. On prend $R_{\text{filt}} = 5 h^{-1}$ Mpc. Puisque l'on souhaite étudier des vides avec un diamètre de $\sim 10 h^{-1}$ Mpc, cette échelle semble appropriée.

Notons que puisque l'on a seulement suivi la formation des galaxies dans la région à haute résolution de la simulation, centrale et de forme approximativement sphérique, (avec un rayon de $\sim 8000 \text{ km s}^{-1}$), il est nécessaire de corriger l'estimation du champ de densité de DM aux points proches de la zone de transition entre les deux résolutions, comme cela a été le cas au paragraphe 4.2.1 du chapitre 4 de cette partie. Ici, plutôt que de prendre des points aléatoires, et de multiplier par le rapport entre les densités de deux champs aléatoire homogènes pour mimer une intégration Monte-Carlo, on combine simplement les champs de densité à haute et à basse résolution de DM : on ne corrige ici que le champ de densité de DM.

Une fois les densités de DM évaluées sur la grille, on interpole simplement les valeurs aux positions des halos de DM, données par leur particule la plus liée, et aux positions des galaxies.

On considère ensuite les comptages cumulatifs normalisés du nombre de galaxies (i.e. la *fraction de la population*) au-dessus d'un certain seuil de surdensité de masse, en fonction d'une surdensité de masse décroissante, en débutant à $\delta_s \geq 30$, le maximum obtenu pour la longueur de lissage de $5 h^{-1}$ Mpc. Si les galaxies d'une population test se trouvent préférentiellement dans des environnements de faible densité, cela apparaîtra comme une augmentation plus "tardive" de la fraction de la population, dans le sens des densités de DM décroissantes, en comparaison, par exemple, du comportement des galaxies de référence.

Par construction, les tracés cumulatifs obtenus à partir des positions des galaxies sont pondérés par masse plutôt que par volume. L'impression visuelle relevée par P01 sur les deux panneaux inférieurs de la figure 5 de K99 est celle de la quasi-absence de galaxies dans les vides, en remarquant cependant que K99 se restreignent à des galaxies relativement brillantes avec $M_B \leq -18.2$. Ces vides forment la majeure partie de leur volume projeté.

Une façon simple pour quantifier l'écart d'une distribution de galaxies par rapport à une distribution homogène avec les outils de cette section est d'utiliser la grille régulière à partir de laquelle on a interpolé le champ de densité de DM aux positions des galaxies. La courbe en pointillés répétée sur les quatre panneaux de la Fig. 5.4 donne la fraction cumulative des noeuds de la grille régulière qui sont au-dessus d'un seuil de surdensité de DM donné : ils doivent être considérés comme la fraction du volume de simulation qui est au-delà du seuil. Dans ce qui suit, on dénote cet échantillon de grille par V , et on note que :

- la moitié du volume de notre simulation est dans un environnement de DM avec $\delta_s \leq -0.24$.
- seul 1/3 du volume total a une densité supérieure à la densité moyenne.

Sur ces mêmes quatre tracés, on reproduit aussi la fraction cumulative des galaxies de référence avec une courbe continue. On a vérifié qu'à toutes les surdensités considérées, cette fraction cumulative est très proche de celle que l'on trouve pour les particules de DM elles-mêmes, et donc pour la "masse" de nos simulations, et se déduit par une translation d'un facteur ~ 2 vers les densités plus élevées à partir de la fraction cumulative V de la grille régulière : dans l'échantillon *Ref*, chaque fraction de population est atteinte au double de la densité de DM nécessaire pour atteindre la même fraction que dans la population uniforme V .

5.4.1.2 Résultats pour la classification par masse et par luminosité

Le panneau supérieur gauche de la Fig. 5.4 donne en tirets le comptage cumulatif normalisé des échantillons de halos sélectionnés par leur masse (HM_i). Sur chacun des quatre panneaux de la Fig. 5.4, l'indice minimum et maximum ($i = 1$ et $i = 7$) correspond à la courbe la plus à gauche et la plus à droite respectivement, avec une variation monotone pour les indices des tracés des échantillons intermédiaires.

Les trois premiers échantillons HM_1 à HM_3 contiennent des halos avec des masses *totales* $M_{\text{tot}} \lesssim M_*$. Les comportements des comptages cumulatifs pour ces trois échantillons sont très similaires : pour des surdensités inférieures à $\delta_s \sim 0.6$ les tracés s'écartent légèrement des comptages de l'échantillon *Ref*, favorisant les environnements à plus faible densité. Toutefois,

ces fractions sont toujours nettement plus élevées, à surdensité donnée, que la fraction des points de la grille régulière; la population des halos est complète à 90% pour $\delta_s \geq -0.3$ alors que le tiers du volume de la simulation est à des densités inférieures.

Alors que le tracé des fractions de l'échantillon HM_4 coïncide avec la fraction cumulative des galaxies Ref : 88% des galaxies Ref sont des galaxies centrales de halos, et 53 % d'entre elles sont des galaxies centrales de halos de HM_4 , les trois échantillons de halos les plus massifs se distinguent nettement entre eux et par rapport à la fraction Ref . C'est clairement un effet de la non-linéarité du biais des halos : d'après le modèle de Mo & White (1996), on peut écrire :

$$b_{\text{halos}}(\nu) = 1 + \frac{\nu^2 - 1}{\delta_{\text{crit}}}, \quad (5.1)$$

où $\nu = \delta_{\text{crit}}/\sigma(M)$. Les halos moins massifs que M_* sont anti-biaisés, les halos proches de M_* ne sont pas biaisés, et le biais devient de plus en plus significatif avec l'augmentation de la masse des halos. Les halos de l'échantillon le plus massif évitent complètement les régions de faible densité et de densité moyenne; on rappelle aussi que les particules d'un halo donné contribuent à l'estimation de la densité lissée de la région où il se trouve. En particulier, il n'y a pas de halos dans l'échantillon HM_7 à des environnements tels que $\delta_s \leq 1.5$.

Le panneau supérieur droit de la Fig. 5.4 montre la fraction cumulative des échantillons de galaxies classées par leur luminosité (GL_i). Les tendances sont similaires à celles des échantillons de halos sélectionnés par leur masse totale de DM, mais à l'exception de l'échantillon le plus lumineux, le domaine de variation du biais est beaucoup plus restreint. Ceci est bien sûr dû au fait qu'il n'y a pas de relation stricte entre la masse d'un halo et la luminosité de sa galaxie centrale (par exemple en raison des différentes histoires de fusion possibles), et qu'un même intervalle de luminosité des galaxies GL_i peut contenir les galaxies centrales de différents intervalles de masse de halos HM_i . Un exemple d'une telle dilution est la fraction cumulative des comptages dans les quatre premiers échantillons de galaxies GL_i , qui sont très similaires, et très proches de ceux de l'échantillon Ref . Le domaine des luminosités en bande B de l'échantillon Ref inclut ceux des échantillons GL_4 et GL_5 . L'accord supplémentaire avec les échantillons GL_1 à GL_3 montre que la population des galaxies faibles, choisies seulement par leur luminosité sans tenir compte de leur morphologie ni de leur couleur, ne constitue pas une population des vides. Les galaxies des échantillons GL_4 et GL_5 montrent une tendance croissante à éviter les régions sous-denses ($\delta_s \leq 0$) où ne se trouvent que peu de galaxies Ref . L'échantillon le plus lumineux, GL_7 , avec simplement 29 galaxies, contient évidemment une fraction sensible de galaxies dans des environnements très denses, typiquement des GPL des amas pour des régions avec $\delta_s \sim 10$. Pourtant, à la différence de HM_7 , il y a aussi des galaxies très lumineuses en bande B dans des régions de densité moyenne : ce sont des galaxies qui ont subi une fusion récente et où la formation stellaire à $z = 0$ s'effectue sous un mode "starburst" : parmi les 7 galaxies de l'échantillon GL_7 avec $\delta_s \leq 0.5$, 5 ont un indice de couleur $B - V \leq 0.5$ et $M_B \sim -23$. Ici encore, on voit la difficulté à relier la masse d'un halo à la luminosité de sa galaxie centrale.

Rappelons que le biais (ou anti-biais) limité trouvé en considérant les galaxies de faible luminosité ou les galaxies proches de L_* et le biais positif assez restreint pour les galaxies plus brillantes, en excluant toutefois l'intervalle extrême contenant en majorité les GPL des amas massifs, sont en accord avec le biais mesuré sur la figure 14 de K99 et avec les fonctions de corrélation données ci-dessous.

5.4.1.3 Résultats pour la classification par couleur et par morphologie

Le panneau inférieur gauche de la Fig. 5.4 montre la fraction de galaxies en fonction de la densité de l’environnement parmi les échantillons sélectionnés en couleur (GC_i). On retrouve que les divers échantillons sont biaisés par des quantités différentes par rapport à l’échantillon *Ref*.

Toutefois, une fraction sensible des galaxies dans les deux échantillons les plus bleus occupe des régions significativement sous denses, par rapport à tous les autres échantillons de galaxies que l’on considère ici : les tracés de GC_1 et de GC_2 sont proches et montrent des fractions cumulatives qui augmentent plus tardivement, dans le sens des densités décroissantes, que celles de l’échantillon *Ref*. Précisons toutefois que dans une moindre mesure les halos de HM_1 favorisent aussi ces régions sous-denses comparées aux tendances des autres échantillons de halos. 10% de la population *Ref* se trouve dans des environnements avec des densités $\delta_s \leq -0.37$, alors que 10% de la population GC_1 est à $\delta_s \leq -0.5$. Bien sûr, de telles densités restent toujours plus élevées que les seuils de densité pour l’échantillon *V* : considérées dans leur totalité (16141 objets), ces galaxies bleues ne constituent pas une population homogène propre de galaxies, elles forment cependant sur cette statistique l’échantillon le plus prometteur parmi ceux considérés. On note aussi qu’il est évidemment possible que la fraction cumulative d’un *sous-ensemble* de GC_1 soit au niveau de celle de la grille *V*, et il pourrait être intéressant d’explorer cet échantillon avec un algorithme semi-analytique modélisant davantage de propriétés : par exemple la taille du disque, la luminosité de surface, les lignes d’émission ... et de subdiviser GC_1 suivant l’une d’elles.

Pour des populations plus rouges, on note le développement d’une préférence pour les environnements plus denses, mais même dans l’échantillon le plus rouge (GC_7), il subsiste une petite fraction de la population dans les régions sous-denses, de façon assez similaire à ce qui est observé pour l’échantillon GL_7 , mais pour des raisons différentes. Inversement, la fraction des galaxies les plus rouges dans des régions très denses ($\delta_s \sim 10$) est de l’ordre de 15% et est inférieure aux 30% obtenus pour l’échantillon GL_7 , en notant cependant qu’il y a 8434 galaxies dans l’échantillon GC_7 et seulement 29 dans GL_7 . En excluant GL_7 , on conclut que la variation du biais est plus forte parmi les échantillons sélectionnés en couleur que parmi ceux sélectionnés en luminosité.

Le panneau inférieur droit de la Fig. 5.4 montre le comportement des populations sélectionnées par leur morphologie (GM_i). Les cinq échantillons avec les types les plus tardifs montrent des fractions cumulatives proches de celles des galaxies de référence. Le biais par rapport à *Ref*, qui favorise un environnement des objets plus dense, est visible pour les deux échantillons de galaxies les plus dominées par un bulbe. Toutefois, la préférence vers des densités plus élevées pour les galaxies “elliptiques” de l’échantillon extrême GM_7 est plus faible que dans aucun autre échantillon extrême.

Pour conclure, aucune de nos populations GM_i n’a de galaxie remplissant les régions de faible densité. Notons que la relation morphologie-densité que l’on a implicitement construite ici est limitée aux objets avec des luminosités *supérieures* à la limite de résolution en morphologie, à $M_B \sim -18.5$. Ceci peut expliquer en partie pourquoi les galaxies GC_1 , jusqu’à la limite de résolution en luminosité, se trouvent en moyenne dans des régions de plus faible densité que les galaxies GM_1 . Les halos de faible masse avec moins de 100 particules ne sont *en général* pas hôtes de galaxies avec $M_B \lesssim -18.5$, simplement parce qu’ils ne sont pas assez

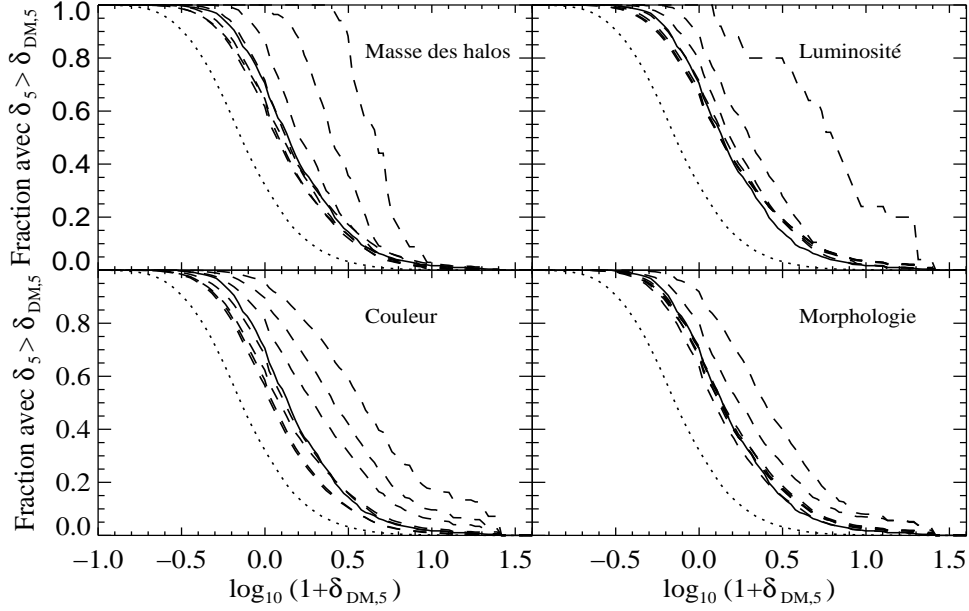


Fig. 5.4: Fractions cumulatives des échantillons test de halos et de galaxies, en fonction de l'environnement de densité de DM, lissée sur $5 h^{-1}$ Mpc. Sur chaque tracé, les courbes en tirets donnent les fractions cumulatives des populations, avec les échantillons d'indices 1 et 7 respectivement représentés par la courbe la plus à gauche et la courbe la plus à droite, et dans tous les cas une variation monotone de l'indice entre ces extrêmes. Les courbes continues et en pointillés donnent les comptages cumulatifs pour les ensembles *Ref* (galaxies spirales de référence) et *V* (grille régulière), respectivement. Le panneau supérieur gauche montre les halos classés par masse (HM_i), et le panneau supérieur droit les galaxies au-delà de la limite de résolution en luminosité, classées par leur luminosités (GL_i). Les panneaux inférieurs gauche et droit donnent la fraction cumulative pour les galaxies classées par leur couleur (GC_i , au-delà de la limite de résolution en luminosité) et par leur morphologie (GM_i , limite de résolution en morphologie).

massifs. Il est alors facile de comprendre pourquoi un échantillon construit en subdivisant plus avant la population de galaxies avec $M_B < -18.5$ ne sera pas traduit par une courbe de comptages cumulatifs inférieure à celle, par exemple, de l'échantillon HM_3 : ces galaxies seront soit des galaxies centrales de cette classe de halos, soit des satellites de halos plus massifs.

5.4.2 Fonctions de luminosité

La section précédente a montré que l'environnement typique des galaxies, lorsque lissé sur une échelle de $5 h^{-1}$ Mpc, ne varie que lentement avec leur luminosité. Réciproquement à cette étude à luminosité fixée, on peut étudier les variations de la distribution des luminosités des galaxies dans des intervalles consécutifs de surdensité de DM.

Parce qu'un même volume eulérien correspond à des densités moyennes de DM, et à des nombres moyens de galaxies différents, lorsque l'on considère une série d'environnements consécutifs, on séparera ici notre discussion des fonctions de luminosité en deux séries de cinq intervalles adjacents de densité d'environnement de DM :

- la première série, appelée FLV_i , est construite de sorte à ce que chaque intervalle contienne le même volume de simulation (et donc 20% du volume total)
- la deuxième série, appelée FLM_i , contient la même masse dans chaque intervalle (20% de la masse totale)

Dans chacun des deux cas, on exprimera la fonction de luminosité en unités par magnitude. Clairement, avec un même facteur de translation verticale de toutes les FLs des échantillons FLV_i , on peut avoir des unités par magnitude par volume, et avec un autre facteur de translation verticale, identique pour toutes les FLs des échantillons FLM_i , on peut se ramener à des unités par magnitude par masse.

La première ligne de la table 5.2 donne les cinq limites inférieures pour les intervalles de densité d'environnement de DM, pour les échantillons FLV_i et FLM_i , sur les colonnes gauche et droite respectivement. La limite supérieure du dernier intervalle demeure libre. Les deuxième et troisième lignes de la table donnent la magnitude minimale en bande B des galaxies de chaque intervalle, et le nombre associé de galaxies dans chaque intervalle.

Ici, on s'intéresse aux variations de la *forme* et de la *normalisation* de la fonction de luminosité avec l'environnement. Par exemple, si les galaxies de faible luminosité doivent éviter les régions de haute densité et peupler préférentiellement les vides, pour une masse de DM associée donnée, on s'attend à ce que la pente de la FL aux faibles luminosités testées ici ($M_B \sim -17$) s'infléchisse pour devenir plus raide dans les régions de densités plus faibles. Comme au paragraphe précédent, les environnements de DM sont caractérisés par la surdensité de DM lissée avec un noyau gaussien d'écart-type $5 h^{-1}$ Mpc.

Les panneaux gauche et droit de la Fig. 5.5 donnent la série de FLs en bande B , respectivement pour la série d'échantillons FLV_i et FLM_i . Les indices aux luminosités maximales de chaque FL reportent les identités des intervalles d'environnement considérés (la première ligne de la table 5.2). Le codage des courbes a été alterné pour plus de clarté.

Ces FLs amènent quatre commentaires, concernant les magnitudes minimales atteintes dans chaque intervalle par les galaxies sélectionnées, la normalisation de chaque FL, la coupure exponentielle aux grandes luminosités et la pente aux faibles luminosités.

1. Magnitudes minimales : le panneau gauche de la Fig.5.5 montre que les FLs calculées pour les deux intervalles d'environnement les moins denses pour les échantillons FLV_i n'atteignent pas des luminosités aussi importantes que les FLs calculées pour des environnements plus denses. La seconde ligne de la table 5.2 donne la magnitude en bande B minimale pour les galaxies de chaque intervalle. Alors qu'elles atteignent à peine $M_B \sim -21$ et $M_B \sim -21.5$ pour $\delta_s \lesssim -0.57$ et $\delta_s \lesssim -0.38$ respectivement, on trouve déjà des galaxies lumineuses avec des luminosités en bande B qui seraient caractéristiques des GPL des amas massifs ($M_B \sim -23$) dans les troisième et quatrième intervalles avec $-0.38 \lesssim \delta_s \lesssim 0.33$, testant des environnements avec des densités de DM proches de la densité moyenne. On a vérifié que ces objets brillants sont typiquement en cours de "starburst" à $z = 0$ (à la suite d'une fusion majeure), ce qui augmente sensiblement leur luminosité en bande B . Rappelons que la normalisation de TF que

l'on a adoptée signifie qu'une galaxie spirale centrale d'un halo avec $V_{200} \sim 220 \text{ km s}^{-1}$ a en moyenne $M_B \sim -20.8$. Bien sûr, le dernier intervalle FLV_5 contient les GPLs des amas massifs, et on y retrouve la galaxie la plus lumineuse ($M_B \sim -23.6$) de l'ensemble de la simulation. Les quatre premières FLs des échantillons FLM_i données sur le panneau droit de la Fig. 5.5 ont des luminosités maximales de galaxies assez comparables. L'absence de ségrégation en luminosité pour les galaxies les plus brillantes de la série d'échantillons FLM_i s'explique par les seuils de densité légèrement modifiés par rapport aux intervalles FLV_i : même FLM_1 teste des environnements lissés de DM où les densités atteignent des valeurs suffisamment grandes pour inclure les galaxies en épisode de "starburst" comme celles discutées ci-dessus.

2. Normalisation : bien que les régions de faible densité couvertes par l'échantillon FLV_1 contiennent 20% du volume de la simulation, elles ne représentent que 4% de la masse totale. A l'autre extrémité, l'intervalle FLV_5 englobe 57% de la masse totale dans les mêmes 20% du volume et contient donc naturellement un nombre plus important de galaxies. Ceci explique immédiatement la différence au niveau de la normalisation globale (comptages des galaxies) des FLs des échantillons FLV_i , lorsque l'on évolue d'une région de faible densité vers des régions de densité plus élevée. Comme attendu, les FLs dans l'intervalle FLM_i ont des normalisations très similaires (à $M_B \sim -17$) : chaque intervalle contient une masse comparable. Il est intéressant de remarquer que même le premier intervalle, qui est restreint à $\delta_s \lesssim -0.23$ et qui contient 55% du volume de la simulation ne contient pas un nombre très différent de galaxies faibles (avec par exemple $-16.5 > M_B > -17.5$) que, par exemple, FLM_3 qui recouvre 13% du volume. C'est un argument contre une relation luminosité-densité "stricte" aux faibles luminosités, pour la résolution de la simulation, et ceci semble confirmer que la population des galaxies faibles ne réside pas préférentiellement dans les vides : elle regroupe aussi les galaxies satellite des halos.
3. Coupe exponentielle : elle est visible pour les intervalles FLV_3 et FLV_4 qui testent des environnements de densité moyenne. Elle est plus faible pour FLV_1 et FLV_2 , simplement parce que dans les "vides" et les régions sous-denses, la FL n'atteint pas les luminosités suffisantes où l'on attendrait cette coupe. L'échantillon le plus dense, FLV_5 , montre un comportement complexe ; on peut noter une possible coupe à $M_B \sim -21$, au-delà de laquelle la FL montre un point d'inflexion à $M_B \sim -21.5$ ou $M_B \sim -22$. Ceci reflète directement les difficultés rencontrées au chapitre 2 pour obtenir des fonctions de luminosité des amas correctes aux grandes luminosités. Ici encore, à cause du décalage des seuils de densité vers des valeurs plus élevées pour les intervalles FLM_i comparés aux intervalles FLV_i , les coupures à $M_B \sim -21$ forment une caractéristique claire de nos quatre premiers échantillons FLM_i . Il est rassurant pour le schéma de formation des galaxies que ces infléchissements se produisent à des magnitudes très similaires pour les différentes LFs. A nouveau, la présence d'une coupe pour FLM_5 est moins évidente en raison de la modélisation incertaine de la luminosité des GPL des amas massifs : fusion excessive des satellites les plus massifs sur la galaxie centrale.
4. Pente aux faibles luminosités : sa variation est visible sur les deux séries d'échantillons, mais elle est plus nette dans le cas de FLM_i . Sur les magnitudes $[-16.5 -19.5]$, une estimation de la pente est $\alpha \sim -1.6$ et $\alpha \sim -1.4$ pour les intervalles de densités respectivement les plus faibles et les plus élevées. Ces estimations se répètent pour les

Tab. 5.2: Seuils de densité lissée minimaux (δ_s) définissant les intervalles FLV_i et FLM_i où les fonctions de luminosité ont été calculées. La 3^e ligne donne la magnitude minimale en bande B atteinte par les galaxies de l'intervalle, et la 4^e ligne le nombre de galaxies qui contribuent à chaque intervalle.

| Indice | Même volume (FLV_i) | | | | | Même masse (FLM_i) | | | | |
|-----------------|-------------------------|-------|-------|-------|-------|------------------------|-------|-------|-------|-------|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| δ_s min. | -1 | -0.57 | -0.38 | -0.14 | 0.33 | -1 | -0.23 | 0.23 | 1 | 2.6 |
| M_B min. | -20.9 | -21.5 | -23.1 | -23.1 | -23.6 | -23.1 | -23.1 | -23.0 | -23.8 | -23.6 |
| N | 5215 | 13179 | 20761 | 33059 | 89242 | 32068 | 34025 | 34940 | 29723 | 30700 |

intervalles FLV_i . En fait, cet infléchissement de la pente aux faibles luminosités dans les régions sous-denses est dû à une suppression relative de galaxies avec $L \sim L_*$ dans ces environnements, comparés à des régions de densité moyennes ou en surdensité, alors que les quantités de galaxies avec $M_B \sim -17$ sont similaires dans les deux cas : les amplitudes des FL de FLM_i sont en très bon accord à ces magnitudes. Soulignons aussi qu'en raison de la résolution, la pente α est évaluée à des luminosités élevées.

Les résultats ci-dessus supposent qu'aux luminosités les plus faibles considérées, aucun processus physique majeur n'a été négligé. En particulier, l'extrapolation vers des luminosités encore plus faibles des résultats du modèle de formation des galaxies considéré ici est dangereuse : par exemple, le flux du fond de rayonnement UV (Thoul & Weinberg 1996) doit être inclus s'il est nécessaire de calculer le taux de refroidissement du gaz dans les halos de masse faible ($V_{200} \sim 30 - 50 \text{ km s}^{-1}$), qui se forment tardivement, après réionisation. De façon similaire, le réchauffement par les SNe pourrait très bien expulser une grande fraction du gaz froid hors des halos de DM les moins massifs et donc y supprimer l'épisode suivant de formation stellaire, dans un modèle avec éjection. On peut aussi rappeler, comme cela a été montré au paragraphe 2.3.3 de cette partie, que l'accord de la fonction de luminosité globale du modèle analysé ici avec les observations n'est pas idéal. Les résultats de cette section doivent donc être compris comme indiquant les tendances attendues au niveau des coupures en luminosité et de la variation de la pente aux faibles luminosités, plutôt que comme des prédictions quantitatives sur leurs valeurs.

5.5 Statistiques à deux points sur les populations test

Dans cette section, on considère des statistiques "à deux points" : dans un premier temps, on vérifie les fonctions de corrélation de nos échantillons dans l'espace eulérien. On retrouve les résultats habituels, et on souligne la corrélation particulièrement faible des galaxies bleues (GC_1) par rapport à la distribution de DM sous-jacente, dont la fonction de corrélation est très proche de celle des galaxies spirales de référence. Ensuite, on utilise les statistiques du plus proche voisin pour obtenir un meilleur aperçu des différences entre les distributions spatiales des galaxies de référence et des diverses populations test.

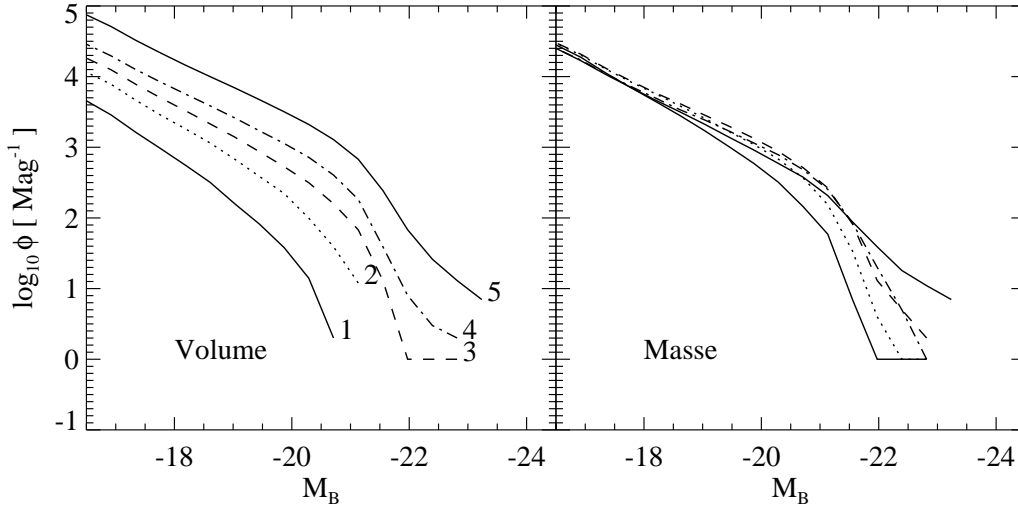


Fig. 5.5: Fonctions de luminosité en bande B pour les 5 échantillons FLV_i (à gauche) et FLM_i (à droite), respectivement choisis pour couvrir chacun 20% du volume et 20% de la masse de DM de la simulation. Les indices aux extrémités des FLs sur le panneau de gauche sont ceux de la première ligne de la table 5.2. Le codage des courbes a été varié dans un souci de clarté. Il est similaire sur les deux panneaux.

5.5.1 Fonctions de corrélation

Sur les deux panneaux de la Fig. 5.6, on reproduit les fonctions d'autocorrélation de la DM et des galaxies *Ref*, avec la courbe continue supérieure et la courbe alternée respectivement.

Sur le panneau gauche de la Fig. 5.6, on donne les autocorrélations des halos des échantillons HM_1 et HM_5 en courbes pointillées, avec HM_1 ayant l'amplitude la plus faible aux grandes échelles, et les autocorrélations des galaxies de GL_1 et GL_5 , en tirets, avec GL_1 ayant l'amplitude la plus faible aux grandes échelles. Sur le panneau droit, on donne les autocorrélations des échantillons GC_1 et GC_7 , en courbes pointillées, avec GC_1 en dessous de la courbe continue de la DM, et les autocorrélations de GM_1 et GM_7 , en tirets, avec GM_1 en-dessous de l'autocorrélation de la DM.

On trace les corrélations des échantillons HM_5 et GL_5 au lieu de celles de HM_7 et GL_7 en raison du petit nombre d'objets dans ces deux derniers échantillons, ce qui donnerait des fonctions de corrélation trop bruitées. La ligne droite dans le coin inférieur gauche de chaque panneau montre une pente de -1.8. Toutes les fonctions de corrélation ont été calculées de $500 h^{-1}$ kpc à $20 h^{-1}$ Mpc. En interprétant ces tracés, il est important de rappeler que la région simulée demeure relativement petite, en comparaison, par exemple, de la profondeur du survey *LCRS* utilisé par Müller et al. (2000) et qu'elle a été contrainte pour reproduire la structure à grande échelle de la distribution des galaxies de l'Univers Local. Comme on l'a montré au paragraphe 4.3.2 de cette partie, les fonctions d'autocorrélation des galaxies optiques et IRL de la simulation Λ CDM reproduisent bien le niveau d'aggrégation des galaxies observé sur le volume des surveys *UZC* et *PSCz* limités à $cz \leq 8000$ km s $^{-1}$.

La pente logarithmique γ de l'autocorrélation de la DM est proche de -1.8. Sur le panneau de gauche, tous les échantillons, incluant *Ref*, ont une pente plus faible, plus proche de -1.4. Cette valeur est aussi proche des pentes à la fois de GC_1 et de GM_1 sur le panneau droit. Les échantillons extrêmes opposés, GC_7 et GM_7 , ont des fonctions de corrélation plus raides. Les courbes diffèrent surtout en amplitude (biais), même aux plus grandes échelles de l'ordre de $20 h^{-1}$ Mpc. La pente plus raide de GC_7 comparée, par exemple, à GC_1 est une conséquence du biais en couleur qui est plus important aux petites échelles, une tendance aussi évidente sur les observations de Willmer et al. (1998).

Sur le panneau gauche de la Fig. 5.6, la similarité entre l'autocorrélation de HM_1 et celle des spirales de référence est claire, pour des échelles supérieures à $2 h^{-1}$ Mpc. La fonction de corrélation de GL_1 se rapproche également de celle de l'échantillon *Ref* à ces échelles, mais elle est un peu plus élevée. Sur des échelles plus petites, GL_1 est davantage corrélé qu'à la fois HM_1 et *Ref*, ce que l'on peut facilement interpréter comme la contribution des satellites des halos. D'un autre côté, les autocorrélations de GL_5 et de HM_5 sont très similaires sur toutes les échelles testées. La raison peut être que 88% des galaxies de GL_5 sont des galaxies centrales de halos, et que 93% de ces dernières appartiennent à des halos de HM_4 ou de HM_5 .

Le biais entre GL_1 et GL_5 apparaît sur des échelles plus grandes que $4 h^{-1}$ Mpc, au-delà de ces séparations, il se stabilise à un niveau constant 1.2 - 1.3. Un comportement similaire pour le biais des halos est visible entre HM_1 et HM_5 . Un niveau aussi faible du biais respectif est surprenant étant données les masses assez différentes dans les deux échantillons : à partir de l'équation 2, on attend $b_1 = 0.53$ et $b_5 = 1.14$ c'est à dire $b_{51} = 2.15$, en utilisant les masses moyennes des halos de chaque échantillon. Toutefois, on peut noter que la formule plus précise de Jing (1998) prédit des effets plus faibles dans le domaine sub- M_* , et qu'alors $b_{51} \sim 1.7$. De plus, il a déjà été noté que l'amplitude modérée du biais des galaxies est en accord avec celui mesuré sur le panneau supérieur gauche de la figure 14 de K99, bien que les fonctions de corrélation y soient calculées pour les galaxies lumineuses $M_B < -19$ et pour une série de seuils plus lumineux.

En outre, l'autocorrélation des galaxies de référence est sensiblement antibiaisée par rapport à la DM sur des petites échelles ($\lesssim 3 h^{-1}$ Mpc) : à ces séparations, la corrélation de la DM commence à être sensiblement contribué par les profils de densité radiaux des halos massifs, et la corrélation des galaxies spirales, en grande majorité galaxies centrales de halos de masse d'ordre M_* , est aussi limitée par l'exclusion halo-halo dans ce régime.

A des plus grandes séparations, l'(anti-)biais demeure approximativement constant à $1/1.2=0.83$. Ici encore, cet antibiais des galaxies de type morphologique tardif et actives en formation stellaire a été noté par K99.

Enfin, le biais entre GC_1 et GC_7 et entre GM_1 et GM_7 apparaît sur le panneau droit de la Fig. 5.6 comme nettement plus élevé que celui mesuré entre GL_1 et GL_5 , par exemple. Le biais entre GC_1 et GC_5 est moindre, mais significatif, alors que celui entre GM_1 et GM_5 est nettement plus réduit. On note aussi qu'il est délicat de tirer des conclusions de la comparaison des biais entre deux échantillons entre deux propriétés différentes, par exemple $b_{71,C}$ et $b_{71,M}$: les comparaisons ont davantage de sens à l'intérieur d'une même propriété ou par rapport à la DM.

Comme pour les tracés du panneau de gauche, les autocorrélations des premiers échantillons, GC_1 et GM_1 , sont semblables à celles des galaxies de référence. Il faut souligner que

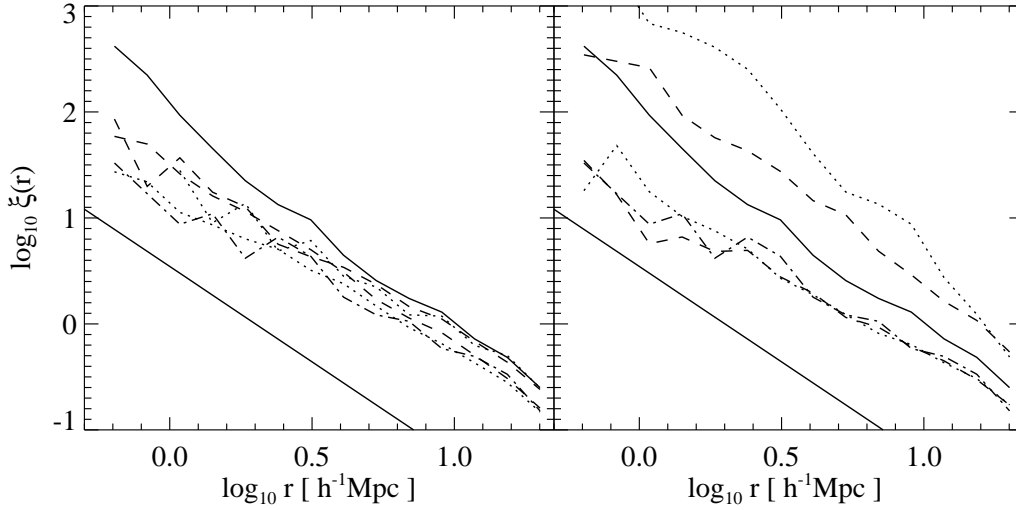


Fig. 5.6: Fonctions de corrélation dans l'espace "réel" pour les échantillons extrêmes des populations simulées hypothétiques des vides. Dans les deux panneaux, la courbe continue est l'autocorrélation de la matière noire et la courbe alternée celle des galaxies de référence. A gauche : corrélations des échantillons HM_1 et GL_1 (courbes en pointillés et en tirets respectivement) et de HM_5 et GL_5 (pointillés et tirets, au-dessus des deux courbes précédentes). A droite : corrélations des échantillons GC_1 et GC_7 (pointillés, avec GC_1 sous l'autocorrélation de la DM) et de GM_1 et GM_7 (tirets, avec GM_1 sous l'autocorrélation de la DM). La droite dans les coins inférieurs gauches donne une pente de -1.8.

la corrélation des galaxies les plus bleues *n'est pas* beaucoup plus faible que celle des spirales de référence. La corrélation des galaxies elliptiques (GM_7) est parallèle à celle de la DM avec un biais constant de ~ 1.6 par rapport à la masse. Toujours en accord avec l'analyse de K99, le biais en couleur est plus élevé que le biais en morphologie, et il varie aussi plus significativement avec l'échelle, depuis $b \gtrsim 3$ sur des séparations de l'ordre de $2 h^{-1}$ Mpc, jusqu'à atteindre le biais plus petit des galaxies elliptiques à $15 h^{-1}$ Mpc. Ceci peut s'expliquer par la contribution de galaxies satellites peu lumineuses et rouges qui peuplent les halos massifs et augmentent la fonction de corrélation aux petites échelles, alors que d'une part la limite de luminosité en morphologie appliquée aux galaxies elliptiques de GM_7 supprime cette contribution, et d'autre part les satellites peu massifs des halos ont subi par nature moins de fusions majeures avant $z = 0$ que les galaxies centrales, et qu'il sont plus facilement classés avec un type morphologique tardif.

Cette discussion des fonctions de corrélation doit être considérée comme une simple vérification que l'on retrouve bien les tendances habituelles entre les divers échantillons test de galaxies. Comme souligné par P01, il n'est pas possible de déduire la distribution spatiale relative des populations test et de référence sur la seule donnée de leur fonction de corrélation.

5.5.2 Statistiques du plus proche voisin

5.5.3 Méthode

L'analyse du plus proche voisin (PPV) compare la distribution cumulative des distances D_{to} des galaxies d'un échantillon "test" par exemple, les galaxies naines/irrégulières de P01, à leur plus proche voisin parmi une population de référence ou galaxies "ordinaires". Si un excès significatif aux grandes distances apparaît dans la distribution cumulative de D_{to} par rapport à la distribution cumulative de D_{oo} , les distributions spatiales des galaxies ordinaires et des galaxies test diffèrent. Dans ce cas, si les galaxies ordinaires définissent de grands vides, les galaxies test vont avoir tendance à les peupler. On reporte le lecteur à P01 pour davantage de détails.

Ici, étant donnée la densité en nombre des galaxies de nos échantillons et le rayon maximum probable des vides dans la simulation, on s'attend à ce qu'à la fois la distance maximale d'une galaxie t à sa plus proche galaxie o et la distance maximale d'une galaxie o à sa plus proche galaxie o soit de l'ordre de $15 h^{-1}$ Mpc. Par conséquent, on limitera les objets à partir desquels on cherche les plus proches voisins aux $65 h^{-1}$ Mpc les plus internes de la simulation, autour de la Voie Lactée.

Pour éviter des complications possibles dues aux vitesses propres des galaxies, on effectue notre analyse du PPV dans "l'espace eulérien". Bien que P01, par nécessité, calcule ses statistiques du PPV dans l'espace des redshifts, on a vérifié sur les simulations que la différence est négligeable pour les conclusions que l'on va tirer.

Pour quantifier nos résultats, en suivant sur ce point P01, on redistribue aussi aléatoirement dans l'ensemble de la simulation les positions du tiers des galaxies de chaque échantillon test, et on recalcule D_{to} . Ceci détermine le niveau de la fraction cumulative qui serait atteint si au moins *un tiers de la population des galaxies test* était distribué de façon *homogène*. Par la suite, on considérera ce niveau comme notre seuil de détection d'une population des vides. Cette procédure est arbitraire dans une certaine mesure, mais elle autorise une comparaison directe avec P01.

5.5.4 Résultats

La Fig. 5.7 présente les statistiques du PPV pour chacun de nos quatre ensembles d'échantillons, indiqués par les légendes. Dans chaque cas, la fraction cumulative de la distance D_{oo} d'une galaxie ordinaire à sa plus proche galaxie ordinaire est donnée par la courbe continue, reproduite à l'identique sur tous les tracés de cette section. La fraction cumulative de la distance D_{to} d'une galaxie test de l'un des échantillons à sa plus proche galaxie spirale ordinaire est représentée par les tirets. Dans tous les cas, la courbe en tirets la plus à droite correspond à l'indice 1 des échantillons, et la courbe la plus à gauche à l'indice 7, avec une variation monotone des indices entre ces deux extrêmes.

Pour montrer la signature d'une population entièrement homogène, on a construit un réseau cubique régulier sur les $65 h^{-1}$ Mpc les plus internes de la simulation, avec une taille de cellule de $5 h^{-1}$ Mpc, ce qui résulte en ~ 10000 points. La taille de cellule a été choisie pour obtenir approximativement la même densité que celle de l'échantillon de galaxies les plus bleues, GC_1 . Les noeuds du réseau sont évidemment utilisés comme population "test", et la fraction cumulative de leur distance à leur PPV de référence est reproduite en pointillés sur les panneaux de la Fig. 5.7.

Les fractions cumulatives D_{to} pour les échantillons extrêmes 1 et 7 de chacun des ensembles de propriétés, à l'exception de HM_6 pour HM_7 dans le panneau droit pour des raisons de bruit, sont tracées en tirets sur la Fig. 5.8. On représente l'effet de la redistribution aléatoire du tiers de la population test avec les courbes alternées. La fraction cumulative des points de la grille régulière en fonction de leur distance à leur PPV spiral est aussi reproduite en pointillés. Notons, comme prévu, que l'on a trouvé que les tracés cumulatifs du PPV des populations partiellement redistribuées des échantillons intermédiaires (2-5) se trouvent toujours compris *entre* les tracés cumulatifs du PPV des échantillons extrêmes partiellement redistribués, et qu'aucun n'est inférieur ou comparable au tracé cumulatif du PPV pour son échantillon original associé. On ne les reproduit pas.

La signature du biais des halos (fenêtre supérieure gauche de la Fig. 5.7) est bien visible. Les halos de l'échantillon le moins massif, HM_1 montrent des plus proches galaxies spirales qui sont plus éloignées que les PPV spirales des galaxies spirales elles-mêmes ($D_{to} > D_{oo}$) : la courbe en tirets la plus à droite est bien au-dessus de la courbe continue. Ceci se retrouve pour les deux échantillons de halos suivants, mais dans une moindre mesure. On déduit que la population de ces halos peu massifs est distribuée de façon plus homogène que les spirales de référence. L'accord global de D_{to} avec D_{oo} pour HM_4 et pour HM_5 ($M_{200} \sim M_*$) peut être interprété de la même manière que pour la Fig. 5.4 : par exemple 88% des galaxies *Ref* sont des galaxies centrales de halos, et plus de la moitié d'entre elles sont dans des halos de HM_4 et le lien implicite entre galaxies de référence et galaxies centrales des halos HM_4 et HM_5 en raison de leur domaine de masse conduit à des courbes similaires.

Pour des séparations D_{to} supérieures à $\sim 4 h^{-1}$ Mpc, les fractions de population des deux échantillons de halos les plus massifs sont nettement plus faibles que les fractions de populations de *Ref* avec des valeurs D_{oo} qui sont supérieures à la même séparation. Bien sûr, de tels halos massifs se trouvent presque exclusivement dans des environnements denses avec davantage de galaxies que les régions de densité moyenne, ils peuvent aussi accréter des galaxies spirales "du champ". Rappelons également qu'il est possible que les halos, localisés par leur particule la plus liée, trouvent leur PPV parmi leur propre population de galaxies, la contribution directe de cet effet est restreinte à des séparations plus petites, inférieures au rayons viriel, mais contribue bien sûr aussi à abaisser la *fraction* de la population à $D_{to} \gtrsim 4 h^{-1}$ Mpc.

Seule, parmi nos échantillons de halos, une fraction des objets les moins massifs *pourrait* être distribuée de façon homogène par rapport aux galaxies spirales, mais sur le panneau supérieur gauche de la Fig. 5.8, la courbe alternée représentant la fraction cumulative de D_{to} pour l'échantillon HM_1 après redistribution aléatoire d'une partie des positions est toujours supérieure à la courbe en tirets. On conclut que moins d'un tiers des halos de faible masse sont distribués de façon homogène. La différence entre la courbe alternée et les tirets est nettement plus grande pour les halos massifs de HM_6 dans le panneau droit, parce qu'ils sont plus corrélés, et le processus de redistribution aléatoire y a donc un effet plus important.

La tendance est similaire, mais plus faible, pour les échantillons GL_i de galaxies sélectionnés par luminosité. Il n'y a qu'une différence limitée dans la distribution de ces échantillons de galaxies par rapport aux spirales de référence. La redistribution des positions a le même effet que pour les halos, mais à une distance donnée, la fraction cumulative des objets test partiellement redistribués est toujours la plus importante. Par conséquent, moins du tiers des galaxies même les plus faibles pourrait être vu comme distribué de façon homogène.

Comme pour le test des densités cumulatives, l'échantillon des galaxies bleues GC_1 serait

le meilleur candidat parmi ceux considérés pour une population qui remplirait les vides entre les galaxies spirales. Pourtant, pour une fraction de la population donnée, la distance des galaxies bleues, partiellement redistribuées, à leur plus proche voisin spiral demeure plus élevée que la même quantité pour la population originale de l'échantillon GC_1 . Bien que la différence entre les échantillons initiaux et redistribués soit plus faible que dans tous les autres cas, la conclusion pour une population homogène est négative. Rappelons que les galaxies de GC_1 ont le TFS spécifique en moyenne le plus élevé dans la série GC_i , et peuvent être appelées “galaxies actives”. Réciproquement, l'échantillon le plus rouge a des PPV spirales de référence nettement plus proches que n'ont les galaxies spirales elles-mêmes. C'est bien sûr en accord avec les résultats ci-dessus pour les amas massifs et avec le fait que la majorité des galaxies très rouges sont des satellites de tels systèmes, et trouvent aussi leurs PPV spirales dans la population de leur halo, ou parmi les galaxies en cours d'accrétion à $z = 0$.

Une comparaison détaillée avec les résultats observationnels de P01 est délicate, à la fois parce que l'analyse y est faite dans l'espace des redshifts, et, surtout, parce que la définition et le degré de complétude des échantillons observationnels sont difficiles à quantifier. Ainsi, en comparant les valeurs numériques de D_{oo} lorsque la fraction de la population a diminué d'un facteur 3, P01 obtient $D_{oo} \sim 1 h^{-1}$ Mpc pour les galaxies spirales de référence dans son intervalle de redshift du survey *ORS* le plus proche, utilisé avec une population test de galaxies à faible luminosité de surface, alors que notre échantillon *Ref* montre $D_{oo} \sim 9 h^{-1}$ Mpc. Ceci est dû en grande partie au fait que P01 adopte une définition très large pour les “galaxies spirales géantes”, qui résulte en une densité d'objets de référence près de 40 fois supérieure à la nôtre.

Toutefois, l'accord *qualitatif* avec P01 est raisonnable. Les échantillons distribués de façon la plus homogène dans notre simulation (e.g. GC_1 , GL_1 ou GM_1) montrent des distributions des plus proches voisins qui se comparent à celles des galaxies spirales d'une manière très similaire à celle que P01 trouve pour ses ensembles observés de galaxies naines et de galaxies à faible luminosité de surface. De plus, les modifications des distributions causées par la redistribution des positions du tiers des galaxies test sont de même type dans les populations observées et dans les populations simulées. En prenant l'intervalle de redshift le plus lointain considéré par P01, où la densité moyenne des galaxies de référence est proche de la nôtre, on conclut que les statistiques du PPV suggèrent que du point de vue des “vides”, les populations observées et simulées sont très similaires.

En outre, l'influence de la densité de l'échantillonnage de la population de référence sur les statistiques du plus proche voisin a été vérifiée en utilisant notre second ensemble de référence *Ref₂*, avec une densité d'objets 20 fois supérieure à celle de notre échantillon initial *Ref*. Le but est d'une part de s'approcher davantage des valeurs numériques de P01, d'autre part de tester si une définition plus souple construisant une population de référence plus nombreuse et moins bruitée peut modifier nos conclusions.

Les Figs. 5.9 et 5.10 sont les équivalents de 5.7 et 5.8 en utilisant comme galaxies de référence la population *Ref₂*, mais en conservant les mêmes ensembles test. Notons que les tracés en tirets de tous les panneaux de la Fig. 5.9 sont, comme précédemment, associés de façon monotone aux indices d'échantillons de 1 à 7, des courbes les plus à droite aux courbes les plus à gauche. Globalement, les *tendances* sont très similaires à celles étudiées ci-dessus avec l'échantillon de galaxies de référence *Ref* initial. Par contre, les séparations caractéristiques sont bien sûr *nettement inférieures* : à un niveau de complétude de 1/3 on

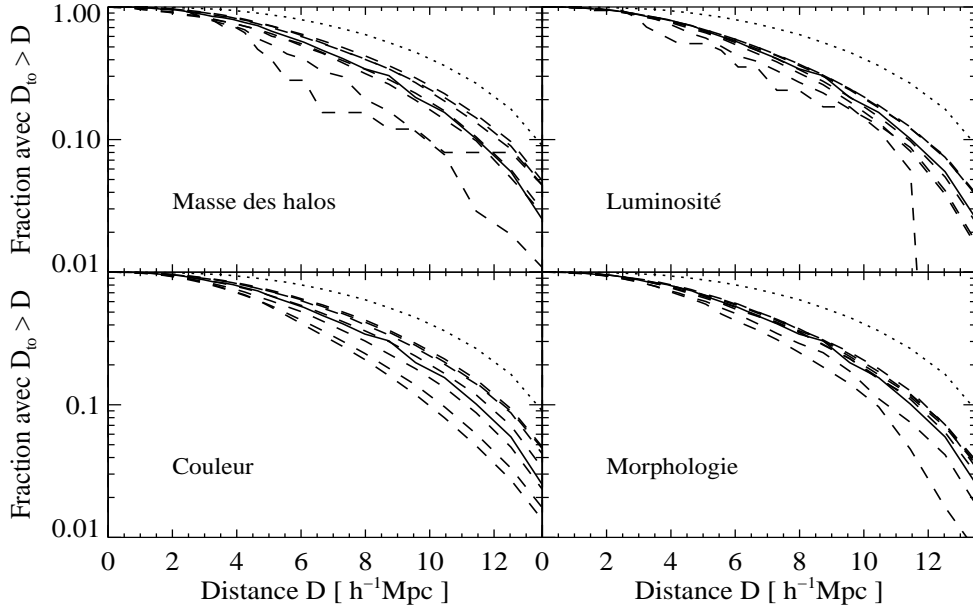


Fig. 5.7: Statistiques du plus proche voisin pour toutes les populations test de halos et de galaxies. On donne les distributions cumulatives des distances D_{oo} d'une galaxie de référence à la galaxie de référence la plus proche, en courbes continues, répétées à l'identique et D_{to} , d'une galaxie test à la galaxie de référence la plus proche, en tirets. Les indices des échantillons associés aux courbes augmentent de droite à gauche. Les pointillés montrent les distribution des distances D_{to} des noeuds de la grille régulière à leur galaxie de référence la plus proche.

obtient par exemple $D_{oo} \sim 2.5 h^{-1} \text{ Mpc}$. De plus, une augmentation du rapport D_{to}/D_{oo} , qui va dans le sens d'une plus nette ségrégation entre la distribution spatiale des galaxies de référence et des galaxies test est visible sur les tracés gauches de la Fig. 5.10, mais l'effet reste limité. Pour l'échantillon GL_1 , qui n'a pas d'objets en commun avec l'ensemble test Ref_2 , l'accroissement est de 10 %, pour HM_1 et GC_1 , il atteint 18 et 23% respectivement. Au vu d'une population de référence Ref_2 nettement plus dense, ces accroissements ne sont pas critiques. De plus, les valeurs de D_{to} après redistribution aléatoire de la position du tiers des objets test restent dans tous les cas supérieures à celles obtenues avec l'échantillon test original. Ceci confirme que nos conclusions ne semblent pas affectées par le bruit dû à une densité trop faible de galaxies de référence de Ref . Notons que les fractions avec $D_{to} > D$ des panneaux droits de la Fig. 5.10 diminuent beaucoup plus rapidement avec l'échantillon de référence Ref qu'avec Ref_2 : ceci s'explique par le fait que les éléments de HM_6 , GL_7 et GC_7 sont des halos massifs ou des galaxies de ces halos, qui, compte tenu de la définition plus large de Ref_2 , trouvent plus facilement leur plus proche voisin dans le même halo qu'avec la population de référence Ref .

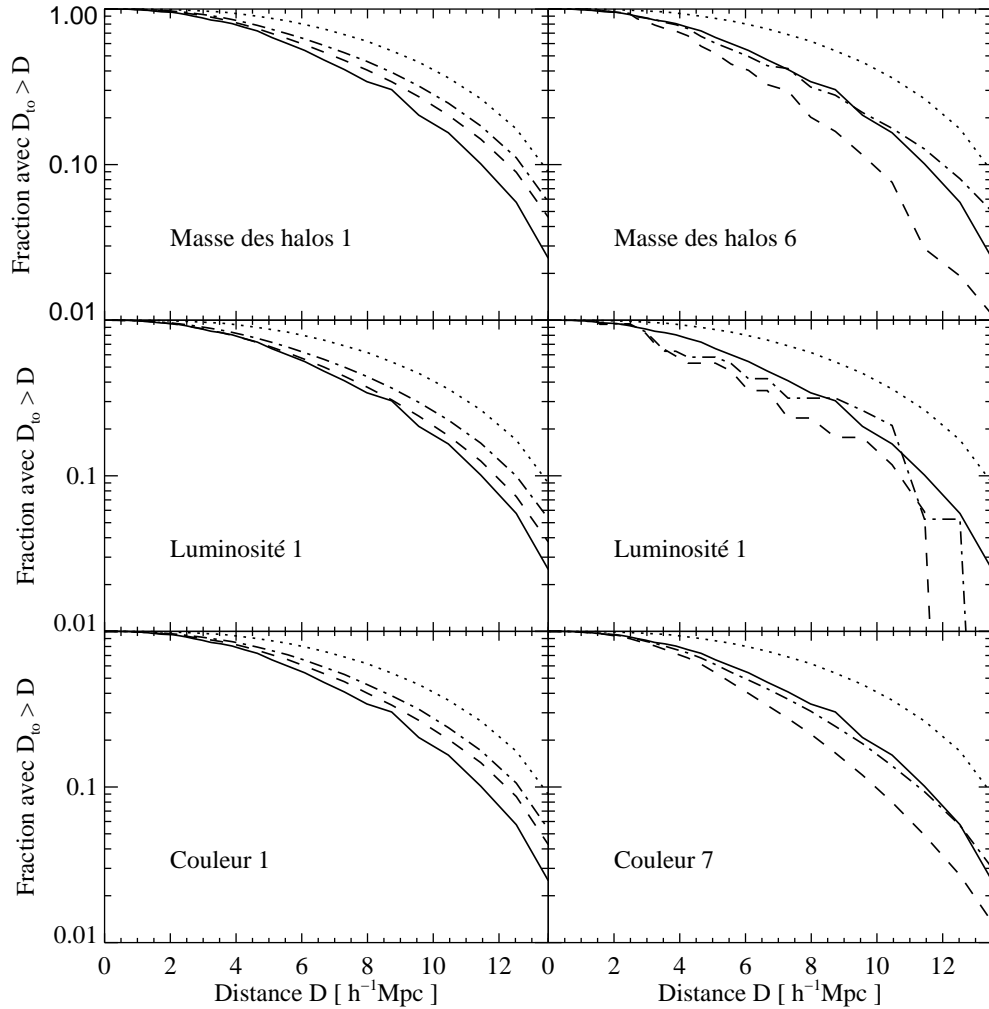


Fig. 5.8: Statistiques du plus proche voisin pour les distances D_{to} (tirets) pour les échantillons extrêmes 1 et 7 (avec l'exception de HM_6) et effets d'une redistribution homogène partielle d'un tiers de la population sur D_{to} (courbes alternées). La courbe continue donne D_{oo} , et les pointillés sont identiques à ceux de la Fig. 5.7.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, on a considéré un des problèmes *potentiels* du schéma standard de formation des galaxies dans une cosmologie où la formation des structures procède de manière hiérarchique (CDM), et rappelé par Peebles (2001b) : l'absence observée de galaxies, même naines, irrégulières ou de faible luminosité de surface, dans les vides définis par les galaxies optiques spirales géantes. La mesure dans laquelle les simulations numériques reproduisent

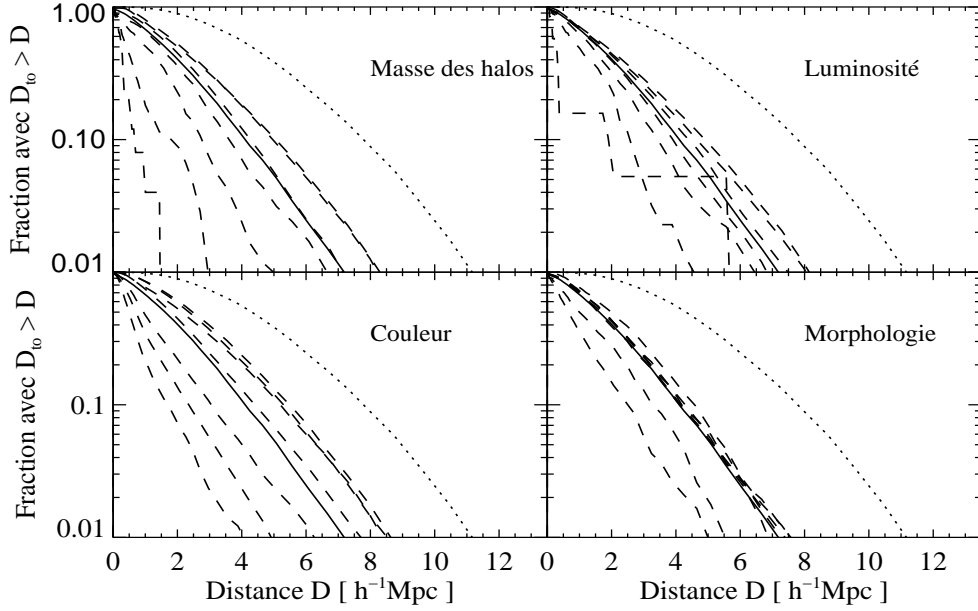


Fig. 5.9: Figure identique à 5.7, mais en utilisant une population plus dense de galaxies de référence “o” (critères de sélection relaxés en magnitude notamment) notée *Ref*₂.

de telles régions n’avait pas été *spécifiquement* abordée jusqu’ici.

On a pour cela recherché des signatures de vides dans notre simulation contrainte Λ CDM, qui reproduit la structure de l’Univers Local jusqu’à 8000 km s^{-1} . On rappelle que la simulation peut résoudre la morphologie de galaxies aussi faibles que le Grand Nuage de Magellan, et suivre la luminosité d’une galaxie aussi faible qu’une galaxie naine elliptique du Groupe Local.

Cette question de la reproductibilité des vides par notre modèle semi-analytique de la formation des galaxies dans la cosmologie la plus en vogue (Λ CDM) a été abordée jusqu’à une limite de résolution de $M_B = -16.3$.

Dans un premier temps, on a montré qu’il existe dans la simulation des régions de taille $\sim 10 h^{-1} \text{ Mpc}$ qui sont dépourvues même du plus petit halo que l’on peut résoudre. On a ensuite étudié la distribution des galaxies en fonction de leur luminosité, de leur couleur et de leur morphologie, et celle des halos de DM en fonction de leur masse. On a trouvé qu’aucun de nos échantillons ne montre une variation de la fraction cumulative en fonction de l’environnement qui est comparable à celle obtenue pour une grille uniformément répartie sur le volume simulé : ce test échoue à mettre en valeur une population des vides.

Réciproquement, on a calculé une série de fonctions de luminosité, qui correspondent à des régions distinctes recouvrant, une fois additionnées, l’ensemble de la simulation, et qui contiennent soit une même fraction du volume simulé total, soit une même fraction de masse. Ces régions sont exclusives et sont définies par des intervalles de densité lissée de

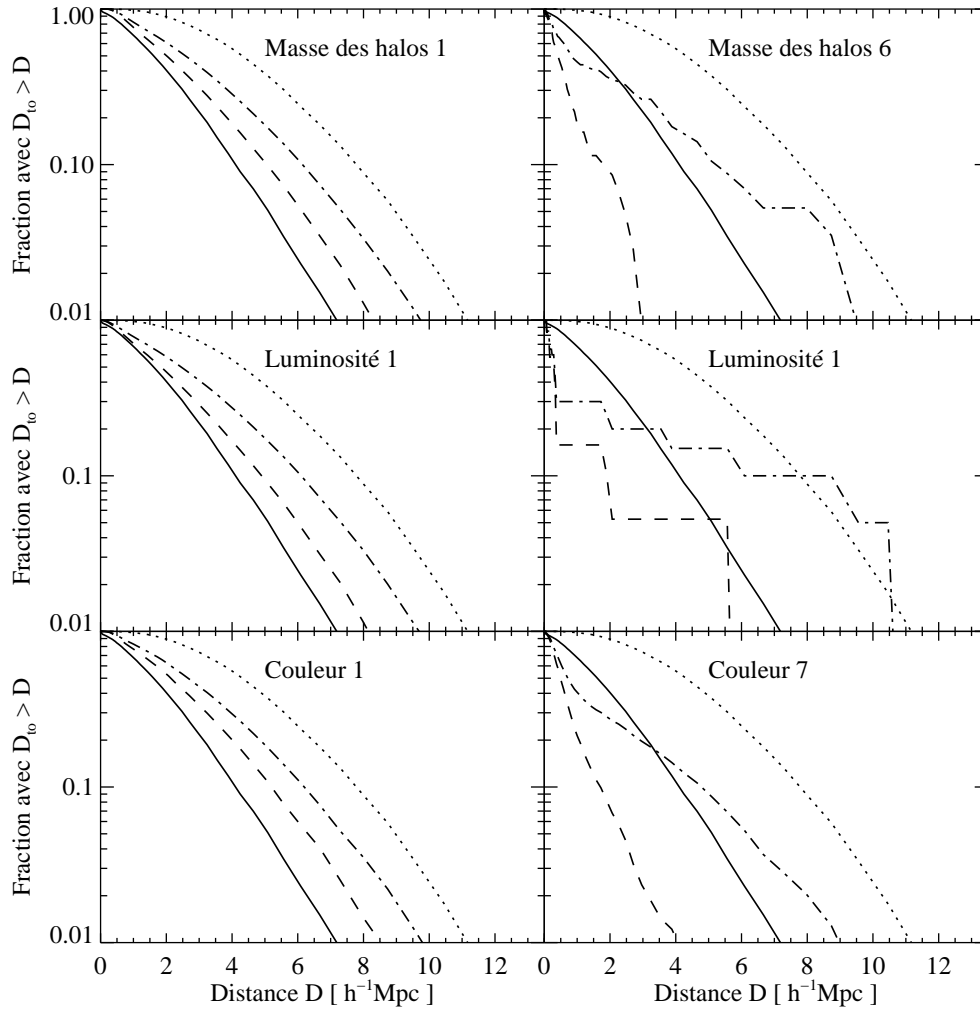


Fig. 5.10: Même Figure que 5.8 mais avec une population plus dense de galaxies de référence “o”.

DM consécutifs. On a trouvé que la pente aux magnitudes faibles $M_B \gtrsim -17$ des fonctions de luminosité qui ont été calculées dans une série de régions contenant la même masse de DM, montre un raidissement en allant vers des régions moins denses : les galaxies naines sont relativement plus abondantes que les galaxies L_* en comparaison des rapports dans les régions à haute densité, mais la variation de la forme globale reste assez limitée.

Enfin, les statistiques du plus proche voisin suggèrent qu’aucune de nos populations simulées, y compris les galaxies les plus bleues et les halos les moins massifs, ne peut être considérée comme suffisamment homogène pour remplir les vides définis par les galaxies spirales L_* . Ceci est en contraste avec les remarques de Peebles (2001b), qui affirme qu’il

semble toujours rester, à $z = 0$, une fraction significative de la masse de DM distribuée entre les amas massifs et entre les filaments, dans un univers plat et de faible densité comme Λ CDM. En descendant jusqu'aux limites de résolution de la simulation, notre schéma de formation des galaxies reproduit donc *qualitativement* les populations de galaxies observées autour des vides. Jusqu'à une magnitude simulée de $M_B \leq -16.3$ on conclut donc que le phénomène des vides semble expliqué dans le cadre du modèle standard de formation des galaxies.

Cette étude peut être étendue dans deux directions. D'abord, on peut vouloir obtenir des résultats plus quantitatifs basés, par exemple, sur la distribution de la taille des vides, qui pourrait être comparée aux observations de Müller et al. (2000) ou au modèle analytique de Friedmann & Piran (2001), en utilisant par exemple l'algorithme de Hoyle & Vogeley (2002). Ensuite, il serait intéressant d'explorer des magnitudes plus faibles en effectuant des simulations de plus haute résolution. Toutefois, on a rappelé dans le premier chapitre de cette partie qu'avec les capacités actuelles de calcul, des simulations de la taille de celles analysées ici sont encore très coûteuses. De plus, une réévaluation exhaustive de la modélisation des processus physiques sera nécessaire, comme l'inclusion possible d'aspects négligés jusqu'alors en raison de la limite de résolution. Par exemple, des sources ionisantes proches ou le fond de rayonnement UV peuvent sans doute moduler spatialement la formation de galaxies semblables à la naine de Fornax du Groupe Local.

6

Evolution des galaxies depuis $z \sim 5$

Résumé

Dans ce chapitre, on présente quelques caractéristiques à la fois simples et marquantes obtenues avec notre modèle semi-analytique des galaxies à des redshifts moyens $z \sim 1 - 5$ où les données se sont récemment accumulées et permettent déjà de contraindre les théories de formation des structures. Toutefois, on s'attachera ici essentiellement à la comparaison entre les deux cosmologies simulées, plutôt qu'à la confrontation directe avec les observations à grand z , qui ne sera pas abordée dans cette thèse. Le lecteur est renvoyé, par exemple, à Somerville et al. (2001); Wechsler et al. (2001) pour une comparaison détaillée des propriétés des LBG (Lyman Break Galaxies) observées à $z \sim 3$ avec les résultats de modèles semi-analytiques. La première section donne quelques propriétés parmi les plus simples comme la densité de luminosité en bande V des LBG et la distribution spatiale de populations typiques : galaxies actives et galaxies hôtes des QSO identifiées à grand z dans les simulations, et la répartition de leurs descendants à $z = 0$. Une première comparaison aux observations de Shapley et al. (2001) montre que la luminosité de nos modèles est trop faible par une magnitude à $L \sim L_{V,*}$. Dans un deuxième temps, on compare l'évolution de propriétés *globales* des simulations (taux de formation stellaire, taux de fusion galaxie-galaxie), en notant que celles-ci sont limitées par notre résolution en masse. On vérifie en particulier que des maxima du taux de formation stellaire et du taux de fusion des galaxies sont atteints à $z \sim 3$ dans le modèle à faible densité, et à $z \sim 1$ dans le cas EdS. En dernier lieu, on détaille l'évolution des masses stellaires et gazeuses de galaxies *individuelles* typiques (galaxies centrales et satellite) choisies à $z = 0$ dans des environnements différents, dans la cosmogonie Λ CDM. Ce type d'étude est une première étape pour modéliser plus précisément, par exemple la densité d'énergie spectrale d'une galaxie ou d'une population particulière locale après avoir "extraît" l'histoire de son TFS des simulations contraintes.

Les Figs. 6.1 et 6.2 donnent un exemple de l'évolution de la distribution de la matière

noire depuis $z \sim 5$, pour les cosmologies Λ CDM et τ CDM respectivement, dans une tranche d'épaisseur $30 h^{-1}$ Mpc comprenant le plan supergalactique. La géométrie est similaire aux tranches de DM et de galaxies présentées dans les chapitres 1 et 2 de cette partie, mais on précise que les paramètres de l'algorithme de construction des images diffèrent entre les cosmologies et avec les chapitres précédents. On peut quand même noter la différence évidente entre les deux cosmologies, par exemple à $z = 2.4$, de l'avancement du processus de formation des structures à grande échelle. Alors que des filaments de matière noire sont déjà bien visibles dans la zone à haute résolution (partie circulaire centrale) du modèle à faible densité, la distribution de matière reste diffuse dans le cas EdS. Ces différences à grand z se traduisent évidemment dans les processus de formation des galaxies.

Les thèmes qu'il est possible d'aborder avec l'algorithme semi-analytique utilisé ici sont bien sûr beaucoup plus vastes que les points discutés ci-dessous, qui sont à considérer comme des exemples de lignes de recherche plutôt que comme une liste exhaustive. Outre l'évolution de la distribution spatiale et des propriétés de populations typiques à grand z , comme les LBG, incluant leur fonction de corrélation des galaxies et la variation du biais avec z (voir aussi Kauffmann et al. 1999b pour une telle étude sur des simulations non contraintes, avec un algorithme similaire à celui utilisé ici), l'évolution du TFS et du taux de fusion globaux, des quantités évidentes sont la FL globale des galaxies ou des amas à grand redshift (Benson et al. 2001a), leur couleur, ou encore la distribution en métallicité de leur population stellaire, après avoir étendu le modèle pour tenir compte de l'évolution chimique. Les observations à $z \gtrsim 3$ de ces quantités s'accumulent rapidement.

La reconstruction de l'histoire du TFS de galaxies typiques à $z = 0$ est également possible, et elle peut être utilisée pour prédire les populations stellaires que l'on observe par exemple dans les elliptiques avec $L \geq L_*$, et fournir le cadre d'interprétation de la relation couleur/luminosité par exemple. Les variations avec z de la relation morphologie/densité ou couleur/densité (ainsi l'effet Butcher-Oemler) pourraient aussi être facilement prédites par les simulations. Des études similaires ont été menées avec des codes hydrodynamiques (SPH, par exemple Weinberg et al. 2000 et eulériens : Nagamine et al. 2001b,a). Benson et al. (2001b) ont entrepris un début de comparaison entre les méthodes SA et SPH pour la simulation de la formation des galaxies à $z = 0$ comme aux redshifts intermédiaires $z \sim 3$ considérés ici, mais ils se concentrent sur la comparaison des fractions de gaz froid obtenues avec les deux schémas. Des comparaisons au niveau du TFS à $z \sim 3$ seraient utiles.

Enfin, on peut également reconstruire l'histoire de la population totale d'un amas sélectionné à $z = 0$. Par exemple, il serait intéressant de juger les modèles cosmologiques et les prescriptions semi-analytiques en confrontant le précurseur à $z \sim 1$ de l'amas de Coma de nos simulations, avec des caractéristiques comme les fractions morphologiques totales des amas qui sont ou seront observés en détail à ces distances.

6.1 Propriétés des LBG et des QSO depuis $z \sim 5$

6.1.1 Galaxies actives (LBG)

6.1.1.1 Introduction

Durant les dernières années, les données obtenues à grand z sur, par exemple, une population "typique" des galaxies comme les LBG, fréquemment supposées être les progéniteurs des

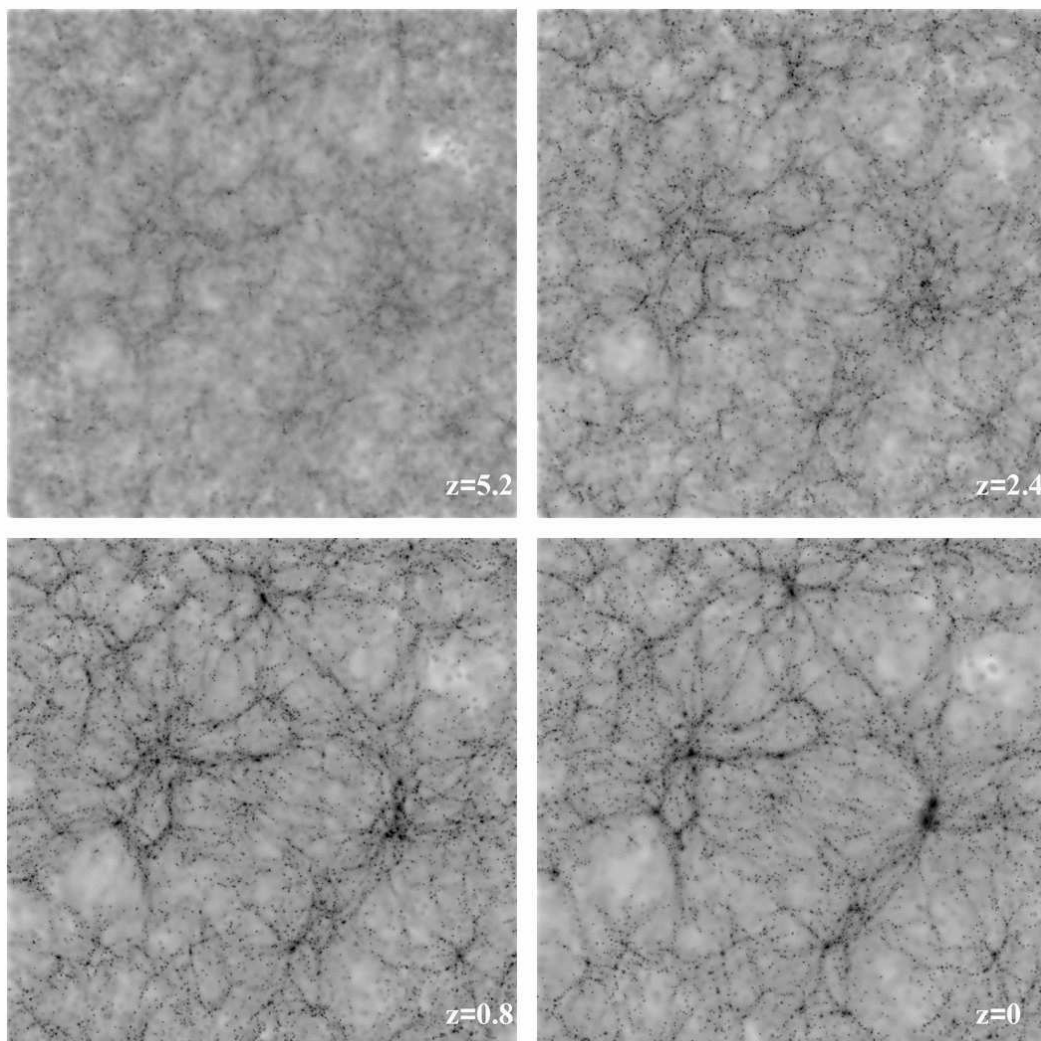


Fig. 6.1: Evolution sur quatre redshifts de la distribution de matière noire dans une tranche extraite de la simulation Λ CDM. La géométrie de la tranche est identique à celle de la Fig 1.3, et la projection faite selon SGZ.

sphéroïdes et galaxies elliptiques massives à $z = 0$, ou sur les systèmes Lyman- α “amortis” (“Damped Lyman- α systems” ou DLAS) présents en absorption saturée sur les spectres de quasars (QSO), et qui sont vraisemblablement associés aux disques galactiques de gaz froid qui ont collapsés à ces redshifts (Maller et al. 2001) se sont rapidement accumulées. Elles complètent et étendent celles déjà interprétées de façon satisfaisante dans le cadre CDM, par exemple, sur les populations des QSO.

L’explication des propriétés de ces “nouvelles” populations dans le cadre du paradigme hiérarchique CDM est bien sûr une priorité des modèles de formation des galaxies, et les

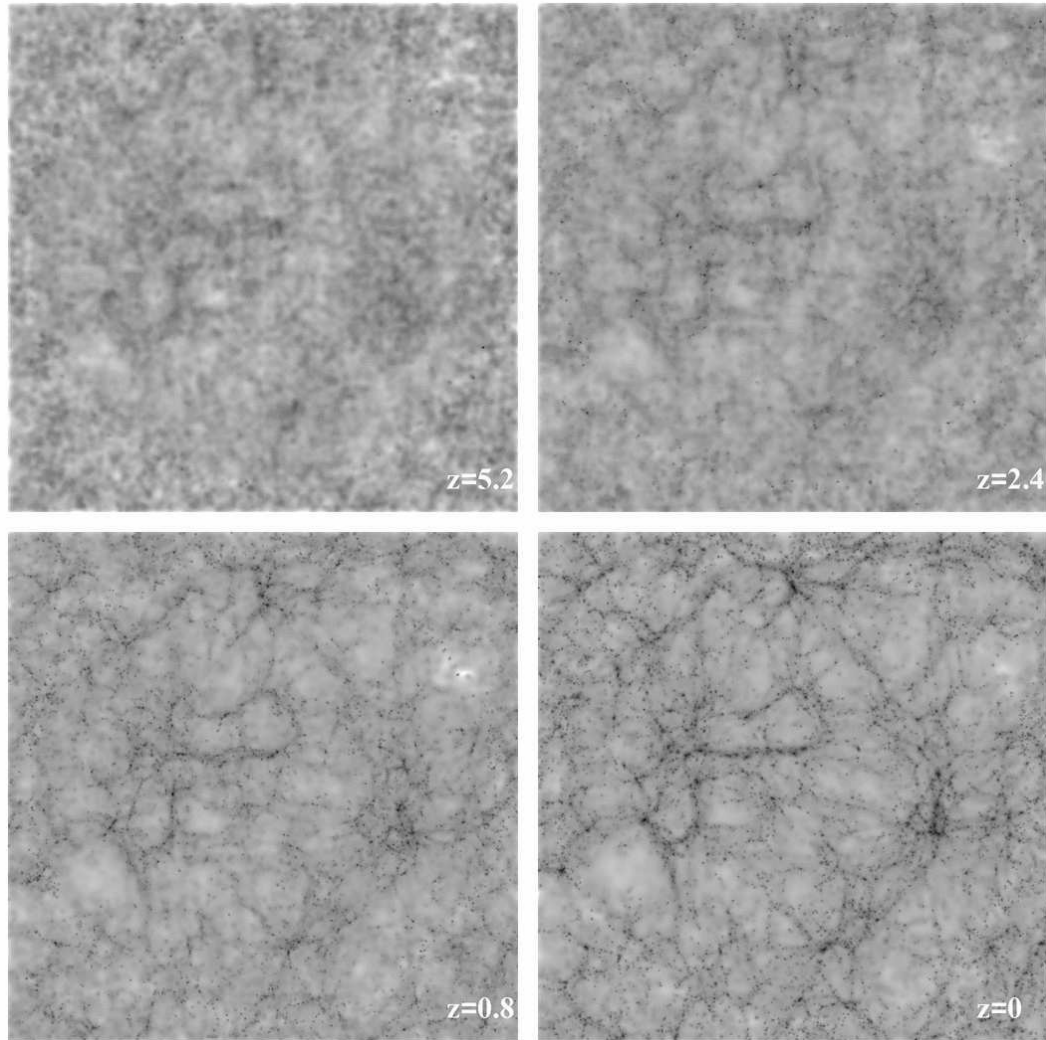


Fig. 6.2: Images similaires à celles de la Fig 6.1, pour le modèle τ CDM.

techniques numériques semi-analytiques comme hydrodynamiques ont déjà été massivement utilisées pour vérifier ou prédire ces observations. On présentera ici quelques aspects qualitatifs simples de la distribution des LBG et des QSO *exclusivement*, pour montrer dans quels sens nos deux simulations contraintes peuvent être utilisées.

La technique de sélection photométrique à $z \sim 2 - 3$ des galaxies interprétées comme actives en termes de formation stellaire repose sur la discontinuité de leur spectre au niveau de la longueur d'onde associée au continuum de Lyman à 912 \AA (d'où l'appellation LBG), qui est redshiftée au-delà de la bande U voire B. Les figures 1 et 2 de Steidel et al. (1999b) donnent l'exemple de galaxies à $z \sim 3$ sélectionnées avec 3 filtres. L'efficacité de cette technique permet

(Steidel et al. 1996) d’identifier et d’étudier un ensemble de galaxies typiques à ces redshifts de façon systématique, plutôt que comme cas individuels. On se rapportera à Dickinson (2000) pour une discussion des propriétés photométriques et morphologiques typiques de galaxies du *Hubble Deep Field North*, sélectionnées par cette méthode à $z > 1$. Dickinson (2000) relève notamment que les LBG observées à $2 < z < 3$ sont compactes et souvent irrégulières, que les galaxies spirales et elliptiques “ordinaires” (telles qu’observées à $z = 0$) sont quasiment absentes à ces époques parmi ces échantillons, et qu’elles atteignent maturité à $1 < z < 2$.

Somerville et al. (2001, par la suite SPF) utilisent une technique semi-analytique basée sur les arbres de fusion Monte-Carlo pour confronter les prédictions de divers modèles pour la formation stellaire dans leurs galaxies (“starburst” seuls par fusions mineures et majeures des galaxies, formation stellaire quiescente seule avec efficacité constante ; formation stellaire quiescente seule avec efficacité accélérée). Ils trouvent qu’un modèle avec starburst est favorisé par les statistiques “à un point” (e.g. FL des LBG, taux de formation stellaire global) par rapport aux modèles quiescents. Ils résolvent des halos jusqu’à une vitesse de rotation circulaire de 40 km s^{-1} .

Wechsler et al. (2001) étendent cette comparaison des propriétés des LBG simulées aux observations de statistiques “à deux points” sur ces LBG. Pour ceci, ils *couplent* des modèles semi-analytiques simplifiés aux simulations *GIF* de matière noire. Ils trouvent que les modèles quiescents et avec “starburst” prédisent des propriétés similaires, et qu’aucun ne peut être exclu par les observations actuelles.

6.1.1.2 Sélection à grand z

Rappelons que les modèles semi-analytiques utilisés ici comportent à la fois la possibilité de formation stellaire quiescente et de “starburst” (déclenchée seulement lors de la fusion majeure d’une galaxie satellite avec une galaxie centrale), mais que ces deux modes de formation stellaire sont exclusifs : la formation stellaire quiescente est supprimée lors des starbursts. De plus, les TFS cités sont mesurés à chaque fin d’intervalle de redshift : ils correspondent aux moyennes des TFS quiescents et starburst sur l’intervalle en cours, si la galaxie n’est pas en “starburst” à la fin de l’intervalle, à la valeur instantanée du starburst si la galaxie est effectivement en cours de starburst à la fin de l’intervalle. Enfin, la correction pour l’extinction par les poussières présentée dans la première partie a été appliquée dans tous les cas.

On sélectionne les LBG de nos simulations Λ CDM et τ CDM à $z = 5.2$, $z = 2.4$ et $z = 0.8$ pour une raison triviale : les positions des particules de *basse* résolution, nécessaires pour la décontamination du catalogue de halos de particules de haute résolution et pour la construction des images autour de la zone à haute résolution, ne sont pas disponibles aux autres redshifts. Le cas $z = 3$ sera aussi donné à titre d’exemple pour montrer l’évolution entre $z = 3$ et $z = 2.4$, mais avec le biais dû à la possible contamination par les particules LR.

A partir des observations de Steidel, Adelberger et collaborateurs, SPF déduisent une densité comobile de $0.004 h^3 \text{ Mpc}^{-3}$ pour les LBG avec une magnitude apparente $\mathcal{R}_{AB} < 25.5$, dans une cosmologie Λ CDM. Wechsler et al. (2001) font l’hypothèse que cette densité est constante sur $2.5 < z < 3.5$ (voir aussi la figure 3 de SPF), et on procèdera de même ici, en extrapolant aux redshifts considérés ci-dessus. Pour $z=5.2$ et $z=0.8$, l’hypothèse est évidemment très discutable, mais le but ici est une première approximation. En transposant

Tab. 6.1: Nombre de candidats LBG des échantillons LBG₁ obtenus dans les simulations, et limites de résolution en luminosité dans les bandes B et V aux redshifts correspondants.

| Modèle | Valeur cible ^a | z | N | $M_{V,\text{res}}$ | $M_{B,\text{res}}$ |
|---------------|---------------------------|-----|-------|--------------------|--------------------|
| Λ CDM | 8750 | 5.2 | 8749 | -17.24 | -17.20 |
| | | 3 | 8750 | -16.99 | -16.90 |
| | | 2.4 | 8750 | -16.89 | -16.76 |
| | | 0.8 | 8750 | -16.71 | -16.43 |
| τ CDM | 36308 | 5.2 | 111 | -19.95 | -19.91 |
| | | 3 | 24020 | -19.55 | -19.47 |
| | | 2.4 | 32899 | -19.40 | -19.29 |
| | | 0.8 | 36298 | -19.11 | -18.88 |

^apour la densité utilisée par SPF

dans le cas EdS, la distance diamètre angulaire plus faible augmente la densité comobile déduite à $z = 3$ à $0.0158 h^3 \text{Mpc}^{-3}$.

Avec le volume de la simulation $V = N_{\text{parts}} v$ où $v = m_{\text{part}}/\rho_{\text{CDM}}$ est le volume par particule, on obtient respectivement $V = 2.187 \times 10^6$ et $2.298 \times 10^6 h^{-3} \text{Mpc}^3$ pour Λ CDM et τ CDM, soit un nombre attendu de LBG dans les simulations de ~ 8750 et ~ 36308 . On sélectionne nos populations de LBG en considérant les 8750 et 36308 galaxies les plus actives en termes de TFS total dans les catalogues décontaminés, lorsque disponibles, aux redshifts 5.2, 3, 2.4 et 0.8 pour les deux modèles, et qui sont au-delà de la limite de résolution en luminosité en bande V à chacun de ces redshifts. On obtient une série de populations notées LBG₁. Notons que ces quantités cibles ne sont pas nécessairement atteintes, faute de galaxies : c'est le cas des catalogues à $z = 5.2$ et $z = 3$ du modèle τ CDM. Le tableau 6.1 donne les nombres de galaxies effectivement sélectionnées, avec les limites de résolution dans les bandes B et V "rest-frame". Ces limites sont définies comme à $z = 0$. Rappelons que la décontamination n'a été faite que pour $z=5.2, 2.4$ et 0.8 . Dans le cas τ CDM, elle a été exagérée comme expliqué ci-dessous en 6.1.1.3.

Dans un premier temps, et avant de procéder à cette sélection quantitative, un choix plus qualitatif avait été fait dans les *deux* simulations, en prenant les 10000 galaxies les plus actives en termes de TFS, à *chacun* des redshifts précédents comme population de LBG. L'ordre de grandeur par rapport aux densités précédentes de SPF est correct pour Λ CDM, et dans un facteur 3 pour τ CDM. Cette population de LBG est notée LBG₀, elle a été utilisée ici pour la représentation de la distribution des LBG sur la matière noire (Figs. 6.7, 6.8, 6.9 et 6.11) et pour déterminer les descendants à $z = 0$ des 10000 LBG les plus actives trouvées à $z = 2.4$. Les résultats ci-dessous sur la population des descendants des LBG utilisent ces catalogues LBG₀. La même étude est prévue ultérieurement pour les descendants des catalogues LBG₁ choisis à $z = 2.4$.

En utilisant l'échantillon LBG₀, l'estimation est approximative, mais elle semble suffisante

pour mettre en évidence quelques caractéristiques simples comme la masse stellaire ou la longueur de corrélation d'échantillons de galaxies simulées qui peuvent correspondre aux descendants des LBG dans l'Univers Local.

Davantage de précision est nécessaire pour la poursuite de ce travail : elle nécessite l'inclusion de l'UV "rest-frame" dans les modèles photométriques, par exemple à 1500 Å, pour pouvoir reproduire plus raisonnablement la sélection observationnelle, et elle requiert aussi une modélisation de l'extinction suffisamment précise, sauf si on peut choisir les LBG des simulations à partir de leurs propriétés *optiques* "rest-frame", comme noté ci-dessous à l'alinéa 6.1.1.6.

6.1.1.3 Remarque sur la contamination par les particules de basse résolution

La sélection à $z = 5.2$ dans la cosmologie τ CDM est biaisée par une forte contamination à la zone de transition entre les zones à haute et à basse résolution, qui s'explique indirectement par le faible nombre de halos (5070) trouvés par l'algorithme FOF dans cette cosmologie : 77% de ces halos ont entre 10 et 20 particules, et sont situés à plus de $75 h^{-1}$ Mpc comobiles de l'origine, en comparant à une région approximativement sphérique de rayon $80 h^{-1}$ Mpc pour la zone à haute résolution. Concrètement, toutes les galaxies *centrales* des halos τ CDM seraient sélectionnées par défaut par notre critère sur le nombre de LBG attendues à ce redshift, même en ne décontaminant pas les catalogues : à $z = 5.2$, le modèle τ CDM ne contient que quelque 11500 galaxies, centrales *et* satellites. Il est évidemment impossible de conclure sur le fait que notre modèle τ CDM ne parvient pas à former suffisamment de galaxies à $z = 3$: la formation plus tardive des structures dans le cas EdS impose d'utiliser des résolutions plus élevées que celles des simulations étudiées ici, si on entend sélectionner à ces redshifts les LBG en reproduisant leur abondance observée.

L'échantillon de galaxies montré sur le panneau droit de la Fig. 6.7 a été *décontaminé à l'excès* en utilisant une distance minimale à la particule de basse résolution la plus proche de $3 h^{-1}$ Mpc. Rappelons que par défaut on a défini jusqu'ici un halo comme contaminé par la présence d'une particule de basse résolution à moins de $3 \times R_{200}$ de la PPL du halo. Malgré cette modification, qui supprime la majorité des galaxies artificielles, la décontamination n'est pas totale : un certain nombre de galaxies remarquables par leur position proche de la transition sphérique entre les zones à haute et à basse résolution, sont visibles sur le panneau droit de la Fig. 6.7. Au même redshift, ce problème est négligeable pour la cosmologie Λ CDM. Dans tout ce chapitre, les catalogues de halos τ CDM à $z = 5.2$ et $z = 2.4$ ont été décontaminés en utilisant un "rayon de recherche" de $3 h^{-1}$ Mpc.

6.1.1.4 Fonction de luminosité des LBG en bande V à $z \sim 3$

Récemment, à partir d'observations dans les bandes \mathcal{R} et K_s , Shapley et al. (2001, dans la suite Sh01) ont déduit la FL en bande V "rest-frame". Ils notent que leur magnitude limite $K_s \leq 22.5$ se traduit par $M_V \lesssim -21$ "rest-frame" à $z = 3$ pour $h = 0.67$ et une cosmologie "plate" avec $\Omega_{\text{DM},0} = 0.3$, $\Lambda = 0.7$. En convertissant à nos modèles, il vient : $M_V \lesssim -20.9$ et $M_V \lesssim -20.78$ pour Λ CDM et τ CDM respectivement. Leurs paramètres de Schechter pour l'approximation de leur FL en bande V sont :

$$\phi^* = 1.8 \times 10^{-3} h^3 \text{ Mpc}^{-3} \quad M_V^* = -22.21 + 5 \log h \quad \text{et} \quad \alpha = -1.85 \quad (6.1)$$

ϕ^* et M_V^* restent inchangés pour notre modèle Λ CDM, alors que pour τ CDM à $z = 3$, il vient :

$$\phi^* = 7.11 \times 10^{-3} h^3 \text{Mpc}^{-3} \quad \text{et} \quad M_V^* = -21.35 + 5 \log h \quad (6.2)$$

avec α inchangé.

Le nombre de galaxies attendues dans les volumes des simulations contraintes sur la base de ces LF jusqu’aux limites en magnitude ci-dessus sont $N_{\text{gals}} = 14108$ et $N_{\text{gals}} = 55149$ pour Λ CDM et τ CDM respectivement. Si l’ordre de grandeur est en accord avec les valeurs utilisées par SPF ci-dessus pour Λ CDM, le cas τ CDM ne peut être reproduit. A $z = 3$, sans décontamination, on trouve 3538 et 8970 galaxies en sélectionnant en bande V dans les simulations τ CDM et τ CDM, et 4692 et 12624 galaxies à $z = 2.4$ (catalogues décontaminés), au-delà des magnitudes limites précédentes.

Dans le cas Λ CDM, on a vu que la sélection faite suivant le critère de densité de SPF (LBG₁) choisit des LBG au-delà de la limite de résolution en luminosité en nombre suffisant même à $z = 5.2$. Par contre, il est ici incapable de produire des galaxies suffisamment brillantes en bande V à $z \sim 3$. Dans le cas τ CDM, $M_V = -20.78$ est aussi plus brillant que la limite de résolution en luminosité, et le problème est identique : la limitation de résolution que l’on a avancée comme problème pour l’obtention d’un nombre total suffisant de galaxies dans l’échantillon LBG₁ ne joue pas de rôle ici.

Le déficit est d’un facteur 4 dans les deux cas, et bien apparent sur les FL données ci-dessus sur la Fig. 6.5. C’est un problème majeur pour notre modèle SA : une cause possible est une formation insuffisante d’étoiles à $z \geq 3$, puisque la bande V reçoit des contributions d’étoiles d’une gamme de masse déjà relativement étendue sur la séquence principale, une autre est la correction d’extinction par les poussières. Toutefois, en n’appliquant pas cette correction, le nombre de galaxies n’augmente que de l’ordre de 15%. Davantage de travail est nécessaire pour comprendre l’origine de cette différence. En outre, Kauffmann & Haehnelt (2000) montrent qu’un modèle semi-analytique similaire à celui utilisé ici, avec une efficacité de formation stellaire α indépendante de z ne reproduit pas l’évolution observée de la densité des QSO entre $z = 0$ et $z = 2$, mais qu’une formation stellaire qui est plus efficace tardivement, par exemple de la forme $\alpha \propto (1+z)^{-1}$, est requise. Ceci ne ferait qu’augmenter le déficit en densité de luminosité en bande V que l’on trouve ici. On souligne que les résultats qui suivent concernant les LBG simulées sont présentés modulo ce problème majeur.

En fait, le critère de sélection en bande optique “rest-frame” n’a pas été utilisé dans ce travail pour le choix des candidats LBG, mais il peut avantageusement remplacer une possible modélisation dans l’UV, où l’extinction due à la poussière est beaucoup plus marquée. La correction à appliquer à grand redshift pour cette extinction est incertaine dans la mesure où elle se fait généralement sur la base d’études *locales* comme celles de Calzetti (1997). Pour référence, Nagamine (2002, par la suite N01), qui étend l’analyse des simulations hydrodynamiques de Nagamine et al. (2001b,a), sélectionne les LBG à $z = 3$ comme les galaxies les plus lumineuses en bande V “rest-frame” pour pouvoir directement comparer à la FL déduite par Sh01. On se propose de suivre cette voie dans un travail ultérieur.

Les Fig. 6.3, 6.4 et 6.5 comparent les fonctions de luminosité en bande V “rest-frame” des deux cosmologies à $z = 5.2$, $z = 3$ et $z = 2.4$ respectivement, en considérant *toutes* les galaxies des simulations. Sur chacun des tracés, l’histogramme continu donne la FL simulée après correction pour l’extinction, l’histogramme en tirets la FL non corrigée. Les lignes

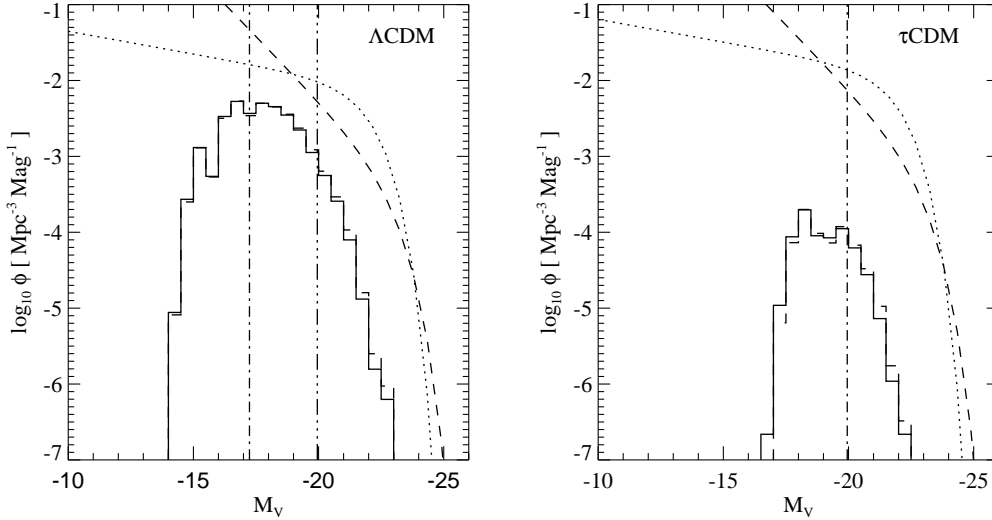


Fig. 6.3: Fonctions de luminosité globale bande V à $z = 5.2$, en considérant *toutes* les galaxies simulées : les histogrammes continus/en tirets sont obtenus avec/sans correction d’extinction. Les courbes en tirets et en pointillés sont les approximations des FL de Sh01 et de N01 à $z = 3$. Les lignes verticales donnent les limites de résolution en luminosité et en morphologie.

verticales sont les limites de résolution en luminosité et en morphologie à ces redshifts, en bande V , définies comme pour les limites de résolution en bande B à $z = 0$. La courbe en tirets est l’approximation de Schechter mesurée par Sh01 à $z = 3$, et la courbe en pointillés celle simulée par N01, au même redshift. Ces courbes ont été reproduites à l’identique pour les trois Figures, pour mettre en relief l’évolution des FL simulées. Le déficit en nombre de galaxies, pour les deux cosmologies, est très net à $z = 3$ comme à $z = 2.4$.

La Fig. 6.6 montre l’effet de la décontamination sur les FL en bande V , à $z = 5.2$ (histogrammes continus et en tirets supérieurs) et à $z = 2.4$ (histogrammes inférieurs), pour les deux cosmologies. Les tracés continus et alternés sont les FL après décontamination ; les tirets et pointillés donnent les FL “brutes”. La correction d’extinction a été appliquée dans tous les cas. Les courbes en tirets et en pointillés sont celles des Figures précédentes. La différence induite par la décontamination est particulièrement visible dans le cas τ CDM à $z = 5.2$. Elle est très limitée à $z = 5.2$ et $z = 3$ dans Λ CDM.

6.1.1.5 Masses et taux de formation stellaire des LBG à $z \sim 3$

Le tableau 6.2 donne les trois quartiles (25, 50 et 75%) de la distribution des masses stellaires et du TFS (unités $10^{10} h^{-1} M_{\odot}$ et M_{\odot}/an respectivement), et les magnitudes minimales et moyennes dans les bandes B et V , pour les galaxies des échantillons LBG₁ sélectionnées aux quatre redshifts indiqués.

Sh01 utilisent des modèles de population stellaires associés à des lois simples pour le TFS pour contraindre la *masse stellaire* des LBG (on reporte aussi à Papovich et al. (2001) pour

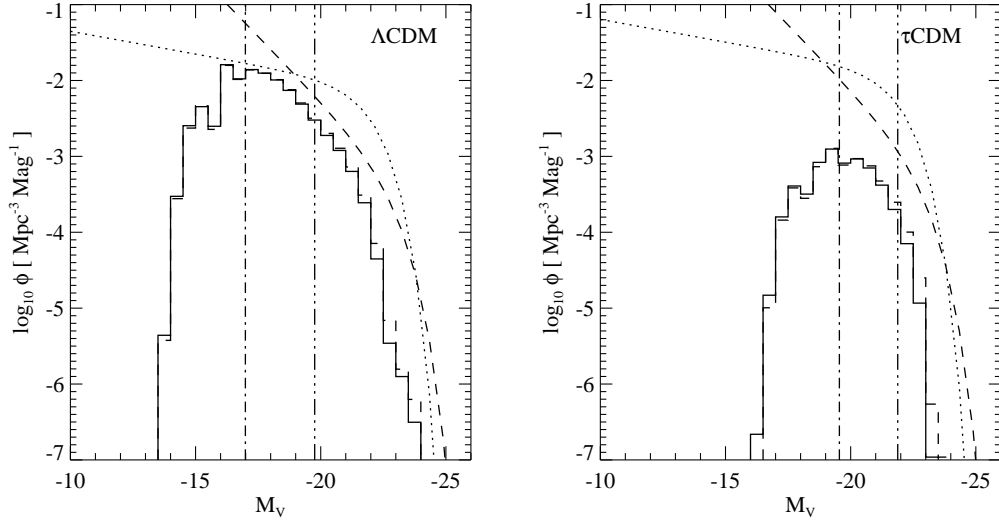


Fig. 6.4: Même Figure que 6.3, mais pour $z = 3$. Les courbes en tirets et en pointillés sont les approximations des FL de Sh01 et de N01 à $z = 3$. Les catalogues utilisés n'ont pas été décontaminés.

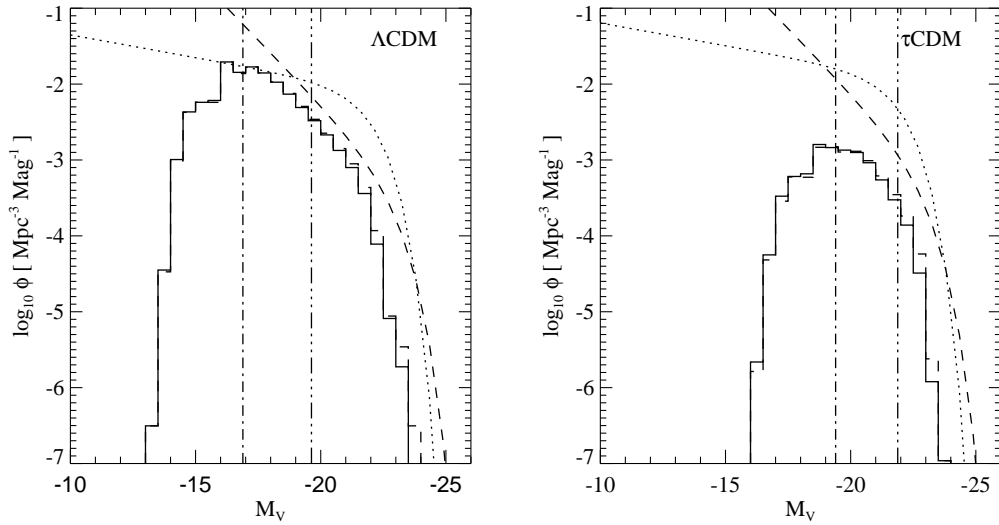


Fig. 6.5: Même Figure qu'en 6.3, mais pour $z = 2.4$. Les courbes en tirets et en pointillés sont les mêmes que celles des Figures précédentes.

une étude plus complète). Un des scénarios proposés par Sh01 correspond à une période initiale de 50 à 100 millions d'années où la formation stellaire est très massive à un niveau de plusieurs centaines de $h^{-1}M_{\odot}/\text{an}$ suivie d'une période de plusieurs centaines de millions d'années où la formation stellaire reste soutenue à plusieurs dizaines de $h^{-1}M_{\odot}/\text{an}$. Ils notent

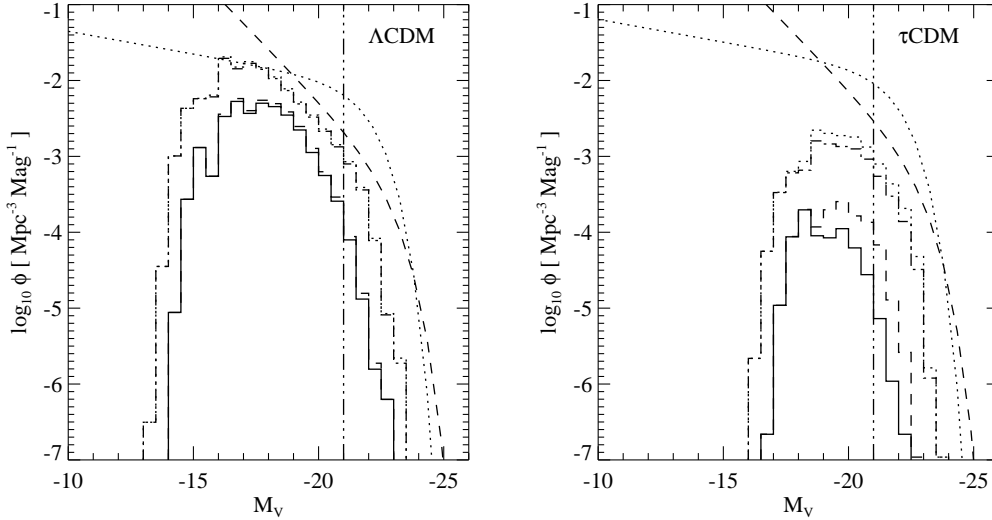


Fig. 6.6: Effet de la contamination des halos par des particules à basse résolution sur les FL en bande V à $z = 2.4$ et $z = 5.2$ (histogrammes supérieurs et inférieurs respectivement). Les tracés continus et en pointillés sont les catalogues décontaminés et bruts respectivement. Les courbes sont celles des Figures précédentes.

que 20% de leurs LBG ont des masses de plus de $10^{10} M_{\odot}$. Dans les simulations contraintes, les masses stellaires minimales et maximales des galaxies LBG₁ sont 10^9 et $3.5 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$ pour Λ CDM, et 4.5×10^8 et $3.1 \times 10^9 h^{-1} M_{\odot}$ pour τ CDM. Les TFS minima et maxima à $z = 3$ sont 3.3 et $2344 h^{-1} M_{\odot}/\text{an}$ pour Λ CDM et 1.8 et $822 h^{-1} M_{\odot}/\text{an}$ pour τ CDM : les variations sont assez considérables.

On compare les résultats des simulations contraintes aux observations et à N01 sur trois points :

- parmi les LBG simulées qui ont un taux de formation stellaire non nul, le TFS donné par N01 varie entre $0.01 h^{-1} M_{\odot}/\text{an}$ et quelques centaines de $h^{-1} M_{\odot}/\text{an}$. Dans nos simulations, ces ordres de grandeur sont en accord avec ceux de nos échantillons LBG₁, pour nos deux cosmologies à $z = 3$. Les quartiles montrent que l'essentiel de la distribution des TFS se situe autour de $8-10$ et $10-12 h^{-1} M_{\odot}/\text{an}$ pour Λ CDM et τ CDM respectivement, ce qui est compatible avec les résultats que N01 montre sur sa figure 10, et bien que la distribution de nos valeurs du TFS semble moins étendue. C'est évidemment la conséquence du mode de sélection de nos galaxies de LBG₁. Par ailleurs, Sh01 notent que 20% de leurs LBG à $z = 3$ sont particulièrement actives, avec des TFS supérieurs à $30 M_{\odot}/\text{an}$. Les TFS des galaxies de LBG₁ à 75% de la population sont inférieurs par un facteur 2 à cette valeur, dans les deux cosmologies. La décontamination n'a pas pu être effectuée à $z = 3$ et elle est sans doute incomplète à $z = 2.4$ pour τ CDM. L'effet possible des galaxies contaminées sur les quartiles du TFS est incertain : en ne sélectionnant que les galaxies simulées à plus de 7500 km s^{-1} de la Voie Lactée, où on s'attend à ce que les galaxies contaminées dominent, les quartiles du TFS sont similaires à $z = 3$ à ceux de la simulation dans son ensemble.

- à $z = 3$, les masses stellaires des galaxies de la simulation de N01 avec $M_V \leq -21$ sont *d’au moins* $10^{9.5} h^{-1} M_\odot$ en tenant compte de l’extinction. La masse stellaire minimale de l’échantillon LBG₁ Λ CDM choisi à $z = 3$ est trois fois plus faible que la valeur de N01, et elle est sensiblement inférieure dans le cas τ CDM. Ce problème est en fait encore plus marqué car notre population LBG₁ τ CDM à $z = 3$ n’est pas suffisamment nombreuse et donc la limitation par défaut de la sélection en termes de TFS a choisi des galaxies nécessairement plus massives que pour une sélection idéale suivant la densité de SPF. On ne s’attend pas à une bijection entre un ensemble de LBG choisies selon le critère de densité issu de la bande \mathcal{R} et un ensemble de LBG sélectionnées selon leur luminosité en bande V , mais on a noté que le nombre de galaxies attendus dans les deux cas sont du même ordre de grandeur, et les masses stellaires devraient être comparables.
- la galaxie la plus massive de N01 atteint quelque $10^{11.5} h^{-1} M_\odot$. Les masses stellaires moyennes et maximales de nos galaxies LBG₁ sont elles aussi inférieures aux valeurs trouvées par N01 et les valeurs des quartiles à 25 et 75% de la population n’excèdent jamais $10^{10} h^{-1} M_\odot$. Le déficit est similaire par rapport aux masses stellaires mesurées par Sh01 pour nos deux cosmologies, particulièrement dans le cas τ CDM. Ceci confirme évidemment les trop faibles magnitudes atteintes sur la FL en bande V même sans extinction. La limite de résolution en masse, dans les deux cosmologies, comme la loi de formation stellaire ou de recyclage par les SNe, en particulier la *prescription d’éjection* adoptée dans le cas τ CDM peuvent être à l’origine de ce déficit.

La solution de ce problème est indispensable avant d’étendre l’étude à d’autres propriétés intrinsèques comme la couleur ou la métallicité, mais il a été vu que les simulations semi-analytiques utilisées ici sont aussi particulièrement adaptées à l’étude de la répartition spatiale des objets. Malgré les différences trouvées ici, on discute donc brièvement dans l’alinéa suivant la longueur de corrélation des échantillons LBG₁.

6.1.1.6 Distribution spatiale à grand z

Les Figs. 6.7 à 6.9 montrent les populations respectives des galaxies de l’ensemble LBG₀ construit à $z = 5.2, 2.4$ et 0.8 . On rappelle que les LBG sont sélectionnées avec leur TFS, et indépendamment pour chaque redshift. La taille des cercles utilisés pour représenter les galaxies varie avec la masse stellaire totale $M_{*,\text{tot}}$, et leur couleur avec leur TFS “spécifique” $M_*/M_{*,\text{tot}}$. Ici et dans ce qui suit, les échelles des symboles (taille et couleur) seront toujours similaires, sur une Figure donnée, entre les cosmologies Λ CDM et τ CDM.

Le panneau droit de la Fig. 6.7 est la preuve que pour la cosmologie τ CDM à $z = 5.2$, la décontamination, bien qu’exagérée, n’a pas épuré toutes les galaxies “artificiellement” actives de l’échantillon LBG₀ au niveau de la zone de transition haute/basse résolution. On montrerait de façon semblable que ce même critère n’élimine pas toutes les galaxies artificiellement actives de LBG₁.

La Fig. 6.10 compare les fonctions de corrélation des galaxies des quatre échantillons LBG₁ sélectionnés aux redshifts précédents, en lignes codées, à celles des distributions correspondantes de DM, en lignes continues, en omettant l’autocorrélation de DM à $z = 2.4$, légèrement supérieure à celle obtenue à $z = 3$. Les fonctions de corrélation à $z = 0$ de la DM et de *toutes* les galaxies plus brillantes que la limite de résolution en luminosité sont données à titre indicatif.

Tab. 6.2: Quartiles à 25, 50 et 75% des masses stellaires (unités $10^{10} h^{-1} M_{\odot}$) et du TFS Ψ (unités M_{\odot}/an), et magnitudes minimales et moyennes en bandes B et V des galaxies LBG_1 pour $z = 5.2, 3, 2.4$ et 0.8 .

| Modèle | z | M_* ($10^{10} h^{-1} M_{\odot}$) | | | Ψ (M_{\odot}/an) | | |
|---------------------|-----|--------------------------------------|------|------|----------------------------------|------|------|
| | | 25% | 50% | 75% | 25% | 50% | 75% |
| ΛCDM | 5.2 | 0.22 | 0.27 | 0.37 | 7.4 | 9.3 | 13 |
| | 3 | 0.37 | 0.55 | 0.85 | 6.1 | 8.3 | 13.4 |
| | 2.4 | 0.46 | 0.75 | 1.2 | 5.6 | 7.7 | 13.3 |
| | 0.8 | 0.76 | 1.9 | 3.1 | 4.3 | 7 | 13.3 |
| τCDM | 5.2 | 0.13 | 0.20 | 0.30 | 16.8 | 22.2 | 28.2 |
| | 3 | 0.12 | 0.2 | 0.38 | 9.4 | 12.4 | 17.8 |
| | 2.4 | 0.12 | 0.23 | 0.46 | 7 | 9.4 | 14.2 |
| | 0.8 | 1.2 | 1.8 | 2.8 | 9 | 11.8 | 18.6 |

| Modèle | z | M_B min. | $\overline{M_B}$ | M_V min. | $\overline{M_V}$ |
|---------------------|-----|------------|------------------|------------|------------------|
| ΛCDM | 5.2 | -22.54 | -20.28 | -22.53 | -20.43 |
| | 3 | -23.65 | -20.42 | -23.60 | -20.70 |
| | 2.4 | -23.31 | -20.43 | -23.49 | -20.78 |
| | 0.8 | -23.22 | -20.36 | -23.4 | -20.89 |
| τCDM | 5.2 | -22.06 | -20.63 | -22.16 | -20.73 |
| | 3 | -22.93 | -20.44 | -23.05 | -20.58 |
| | 2.4 | -23.60 | -20.36 | -23.56 | -0.54 |
| | 0.8 | -24.34 | -21.25 | -24.37 | -21.72 |

Steidel et al. (1999b) notent que la longueur de corrélation des LBG forme un test essentiel pour la *validité d'ensemble* du modèle actuel de formation des galaxies sous le paradigme CDM hiérarchique, mais qu'elle ne constitue probablement pas un discriminant efficace pour les valeurs des paramètres cosmologiques, aussi longtemps que la masse des LBG observées, leur nombre typique par halo, et la masse typique des halos hôtes ne sont pas connus avec précision. Les observations utilisées pour déduire la densité de nos LBG pour les échantillons LBG_1 simulés s'accordent sur un *biais important* à grand redshift par rapport à la matière noire sous-jacente. À $z \sim 3$, la longueur de corrélation observée des LBG est similaire à celle des galaxies brillantes à $z = 0$: les longueurs de corrélation r_0 déduites à haut redshift varient entre 3 et $6 h^{-1}$ Mpc comobiles (voir par exemple Giavalisco & Dickinson 2001; Wechsler et al. 2001 pour un résumé), en supposant une cosmologie ΛCDM .

Ce fort biais a été analytiquement expliqué dans le cadre CDM et vérifié à l'aide de

Tab. 6.3: Longueurs de corrélation r_0 (en h^{-1} Mpc) et biais $b_{\text{LBG,DM}}$ à $5 h^{-1}$ Mpc des échantillons LBG₁ construits à $z = 5.2, 3, 2.4, 0.8$ et de l'ensemble des galaxies au-delà de la limite de résolution de luminosité en V à $z = 0$.

| Modèle | z | 5.2 | 3 | 2.4 | 0.8 | 0 |
|---------------|---------------------|-----|-----|-----|-----|-----|
| Λ CDM | r_0 | 7.6 | 7.2 | 6.6 | 6.0 | 6.6 |
| | $b_{\text{LBG,DM}}$ | 5.0 | 2.8 | 2.5 | 1.2 | 0.8 |
| τ CDM | r_0 | - | 5.5 | 5.2 | 4.0 | 4.0 |
| | $b_{\text{LBG,DM}}$ | - | 5.0 | 4.2 | 1.7 | 0.8 |

simulations (voir respectivement Adelberger et al. 1998 et Kauffmann et al. 1999b). Les valeurs de r_0 observées sont déduites soit à l'aide d'une méthode de comptage CIC, soit par la déprojection de la fonction de corrélation angulaire $\omega(\theta)$. Ces valeurs sont encore incertaines à $z \sim 3$, mais il semble y avoir évidence pour une ségrégation en luminosité. De plus, Porciani & Giavalisco (2002, par la suite P02) notent que les catalogues de LBG actuellement disponibles ne constituent peut-être pas des échantillons "non-biaisés" de la distribution à grande échelle des LBG à $z \sim 3$. Ils calculent toutefois la longueur de corrélation spatiale en utilisant une méthode nouvelle pour estimer $\omega(\theta)$, et trouvent $r_0 = 4.6$ et $2.7 h^{-1}$ Mpc pour Λ CDM et τ CDM respectivement.

Qualitativement, nos simulations montrent le même biais important par rapport à la DM que les observations. Dans les deux cosmologies, et pour chacun des redshifts de sélection, la fonction de corrélation des échantillons LBG₁ est comparable à celle des galaxies choisies au-delà de la limite de résolution en luminosité à $z = 0$. La fonction de corrélation des LBG τ CDM à $z = 5.2$ n'est pas représentée : seules 111 galaxies sont disponibles dans ce cas. Les pentes de ξ_{LBG_1} aux quatre redshifts sont toutes proches de $\gamma = -1.5$, pour des séparations $1 \leq r \leq 10 h^{-1}$ Mpc où les fonctions de corrélation sont peu bruitées et bien décrites par des lois de puissance. Les première et troisième lignes du tableau 6.3 donnent r_0 mesuré sur les LBG des deux simulations (unités h^{-1} Mpc). La dernière colonne concerne toutes les galaxies simulées à $z = 0$ au-delà de la limite de résolution de luminosité en V .

Dans le cas Λ CDM, les longueurs de corrélation r_0 aux différents redshifts sont comparables entre elles et avec la longueur de corrélation de l'ensemble des galaxies à $z = 0$. La même remarque vaut pour τ CDM, avec cependant des longueurs de corrélation des LBG à $z = 3$ et $z = 2.4$ qui sont de 20% supérieures à r_0 mesuré à $z = 0.8$ et à $z = 0$. On note que la contamination de la population des LBG₁ τ CDM à ces redshifts pourrait expliquer cette différence.

A $z = 3$, la valeur de r_0 pour l'échantillon LBG₁ Λ CDM semble compatible avec les observations rapportées par Wechsler et al. (2001), bien qu'elle soit relativement élevée. La simulation τ CDM surestime r_0 par un facteur 2 à $z = 3$ par rapport aux résultats de P02.

Enfin, le biais simulé $b_{\text{LBG,DM}}(r)$ des échantillons LBG₁ par rapport à la distribution de DM est indépendant de l'échelle en première approximation, pour $1 \leq r \leq 10 h^{-1}$ Mpc. On note toutefois une tendance à diminuer avec r pour $z = 5.2$ et $z = 3$: les pentes des fonctions de corrélation de la DM y sont moins raides qu'aux redshifts plus tardifs. Les deuxième et quatrième lignes du tableau 6.3 donnent le biais $b_{\text{LBG,DM}}$ évalué à une séparation

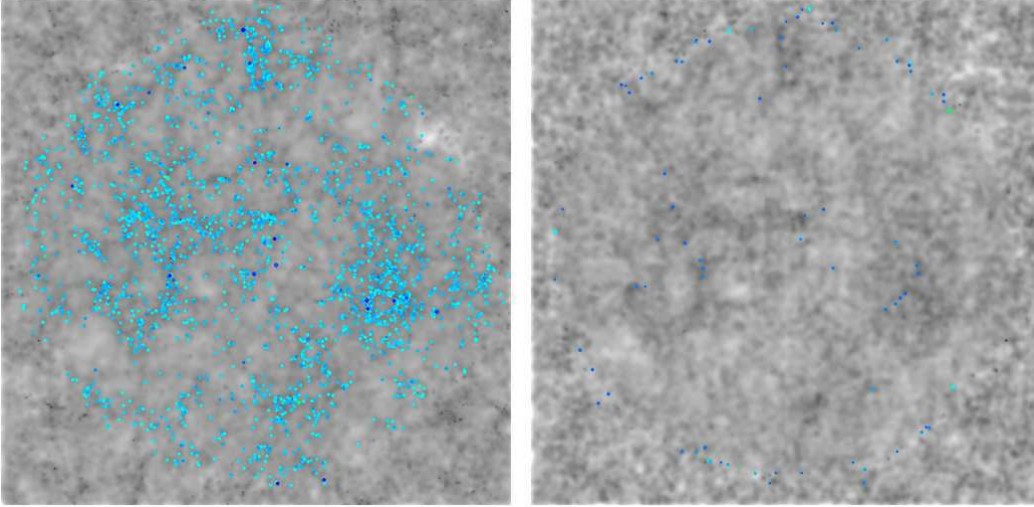


Fig. 6.7: Distribution à $z = 5.2$ des LBG des simulations (10000 galaxies de chaque simulation avec le TFS le plus élevé à $z = 5.2$) dans une tranche identique à celle de la Fig. 6.1. Λ CDM est à gauche, τ CDM à droite, avec dans le second cas une fraction élevée de galaxies “artificielles” associées à des halos qui ont été contaminés, et remarquables par leur tendance à suivre la zone de transition circulaire HR/LR (voir texte). La taille des symboles varie avec la masse stellaire des galaxies, leur couleur avec leur TFS “spécifique”.

$r = 5 h^{-1}$ Mpc. En supposant un scénario hiérarchique de formation des structures, P02 trouvent un biais linéaire $b_{\text{LBG,DM,lin}}$ de 2.8 et 3.9 pour les cosmologies Λ CDM et τ CDM. Sans surprise, ces valeurs sont inférieures à celles obtenues ici : l’amplitude de la corrélation des LBG simulées est élevée par rapport aux observations.

6.1.1.7 Descendants des LBG identifiées à $z = 2.4$

Plusieurs explications ont été proposées, qui ne sont pas nécessairement exclusives, pour l’évolution des LBG observées à $z \sim 3$, voir les introductions de SPF et N01 :

- les LBG sont situées au centre des halos de DM massifs, avec $M_{\text{halo}} \simeq 10^{12} M_{\odot}$ et sont les progéniteurs directs des galaxies elliptiques et des sphéroïdes des galaxies spirales observés à $z = 0$. Dans ce cas, les LBG sont déjà massives, avec $M_{*} \simeq 10^{10} M_{\odot}$, et leur formation est déjà avancée à $z \sim 3$. La formation stellaire, principalement quiescente, s’y est poursuivie depuis à un rythme modéré jusqu’à $z = 0$.
- les LBG sont des systèmes de faible masse en cours de fusion. Cette fusion provoque un “burst” intense de formation stellaire qui fait que ces systèmes dépassent provisoirement la limite de détection. Dans ce cas, les LBG sont aussi les progéniteurs des sphéroïdes actuels de masses variées, incluant aussi les bulbes des spirales ou galaxies elliptiques géantes si les fusions restent significatives entre $z \sim 3$ et $z = 0$.
- les LBG sont des galaxies massives comme dans la première hypothèse, mais où la formation stellaire se fait essentiellement sous forme de “starbursts” provoqués par les

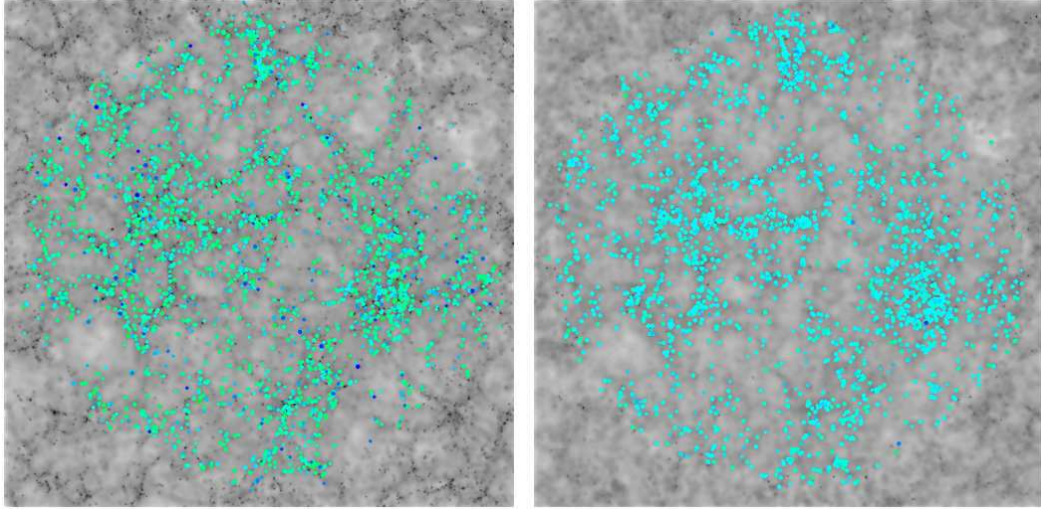


Fig. 6.8: Mêmes images que sur la Fig 6.7 (les LBG projetées sont extraites des 10000 galaxies les plus actives des simulations à $z = 2.4$). Les échelles des symboles sont similaires à celles de la Fig. 6.7.

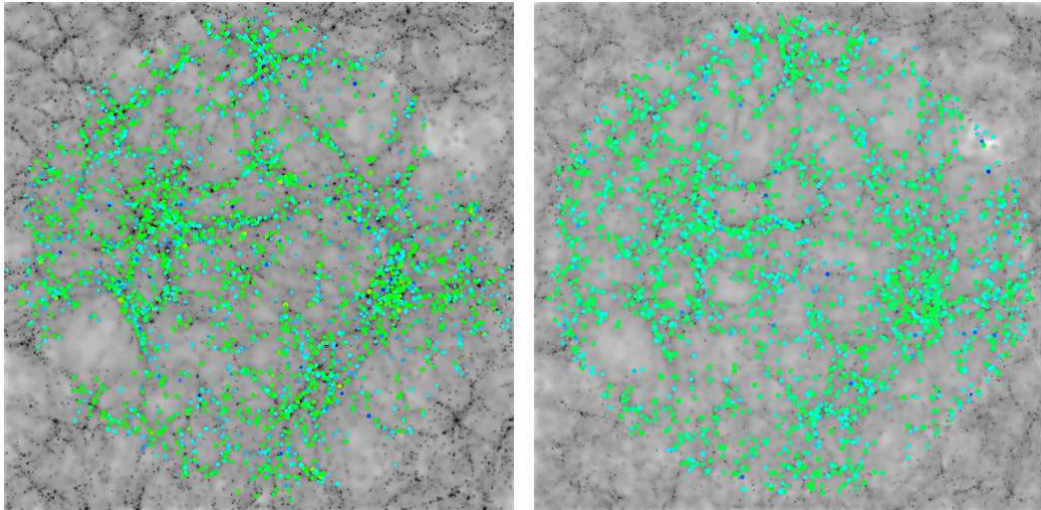


Fig. 6.9: Mêmes images que sur la Fig 6.7, mais à $z = 0.8$ (les LBG projetées sont extraites des 10000 galaxies les plus actives des simulations à $z = 0.8$). Les échelles des symboles sont similaires à celles de la Fig. 6.7.

fusions de satellites.

Rappelons que les observations récentes en proche IR de Sh01 semblent montrer l'existence d'une population stellaire vieille dans 20% des LBG observées à $z \sim 3$, avec des masses

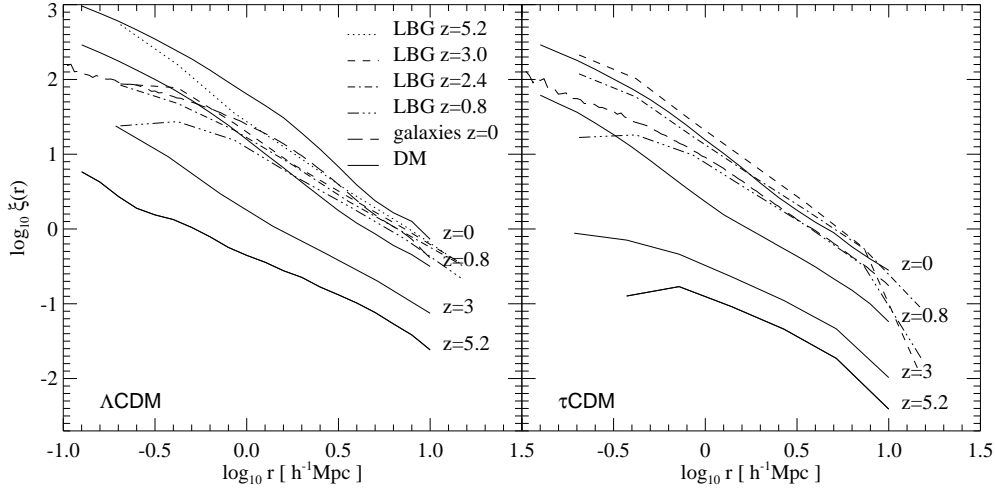


Fig. 6.10: Fonctions de corrélation des échantillons LBG_1 sélectionnés à $z = 5.2, 3, 2.4$ et 0.8 (pointillés, tirets, alternées tirets-points, alternées tirets-points-points), comparées aux corrélations de l'ensemble des galaxies (tirets longs) et de la DM (courbe continue) à $z=0$. Λ CDM et τ CDM sont à gauche et à droite respectivement.

significatives jusqu'à $M_* = 10^{10} M_\odot$, ce qui va dans le sens de la première hypothèse.

À $z \sim 3$, on a vu que le critère de sélection adopté par N01 conduit à des masses stellaires de $10^{9.5}$ à $10^{10.5} h^{-1} M_\odot$ pour sa LBG, avec une valeur médiane de $10^{10} h^{-1} M_\odot$, alors que SPF obtiennent des masses stellaires entre 10^8 et $10^{11} h^{-2} M_\odot$. Les conclusions des deux groupes sur l'évolution ultérieure des LBG sélectionnées à $z \sim 3$ diffèrent :

- N01 montre qu'une grande fraction de la composante stellaire des LBG est déjà en place à haut redshift et prédit une évolution raisonnable jusqu'à $z = 0$: les LBG sont les progéniteurs directs des galaxies elliptiques et des sphéroïdes massifs. Ses résultats sont incompatibles avec le fait que les LBG soient des objets de faible masse qui subissent un "starburst", et qui évoluent ultérieurement pour former des sphéroïdes de faible masse à $z = 0$.
- à l'opposé, SPF obtiennent un accord raisonnable pour leur modèle de "starburst collisionnel" avec les observations. Selon eux, *si* les LBG sont les précurseurs directs des galaxies L_* à $z = 0$, elles doivent subir une évolution considérable (par exemple par fusion) depuis $z \sim 3$, ce qui est cohérent avec les observations rapportées par Dickinson (2000), mais les plus petits systèmes peuvent se désagréger dans cet intervalle de temps si par exemple ils tombent dans les puits de potentiel des galaxies massives, et peuvent ainsi contribuer à la formation d'étoiles de population II dans les halos de ces galaxies.

On s'intéresse ici aux descendants à $z = 0$ des LBG simulées à $z = 2.4$ de l'échantillon LBG_0 , défini à l'alinéa 6.1.1.2. On prévoit de reproduire la même étude dans un travail futur en considérant l'échantillon LBG_1 , où le critère de sélection est plus précis.

Le panneau supérieur du tableau 6.5 donne les quartiles à 25, 50 et 75% pour les masses stellaires et les masses des halos hôtes, lorsque les objets sont des galaxies centrales, pour les galaxies LBG₀ et pour leurs descendants. Le panneau inférieur donne les valeurs minimales, maximales et moyennes pour les magnitudes absolues B et V des galaxies LBG₀ et de leurs descendants, avec leur répartition morphologique, pour les objets plus brillants que la limite de résolution de morphologie. Dans les deux cosmologies, les masses stellaires des descendants des LBG sont typiques de galaxies $\gtrsim L_*$: les médianes sont 6.7×10^{10} et $2.2 \times 10^{11} M_\odot$ pour Λ CDM et τ CDM. Cependant on note que certains descendants “extrêmes” peuvent être particulièrement faibles : les luminosités minimales en bande B sont *en-deçà* des limites de résolution à $z = 0$ dans les deux modèles. Il peut par exemple s’agir de galaxies de halos de faible masse qui subissent leur dernière fusion majeure à $z = 3$ ou pour lesquelles la formation stellaire quiescente est forte, puis qui évoluent de manière isolée jusqu’à $z = 0$: à l’époque actuelle, leur luminosité peut alors être inférieure à la luminosité typique des galaxies centrales de halos de 10 particules, qui se sont formés récemment, qui sont actifs en formation stellaire, et qui peuvent dominer en B la luminosité à $z = 0$ de l’ensemble des halos de 10 particules utilisé pour fixer la limite de résolution.

Sur les 6324 descendants des 9247 galaxies de LBG₀ plus brillantes que la limite de résolution de luminosité à $z = 2.4$, les deux tiers sont des galaxies centrales de halos dans le modèle Λ CDM. Pour τ CDM, 63% des 6010 descendants des 8421 galaxies de LBG₀ sont des galaxies centrales. Les masses des halos hôtes données à $z = 0$ sont obtenues pour ces galaxies uniquement ; typiquement pour Λ CDM, elle sont inférieures d’un facteur 3 par rapport à $M_* = 1.01 \times 10^{13} h^{-1} M_\odot$, elles sont similaires à $M_* = 1.22 \times 10^{13} h^{-1} M_\odot$ dans le modèle τ CDM.

Les valeurs du TFS à $z = 2.4$ sont proches de celles discutées précédemment pour l’échantillon LBG₁, mais ils sont négligeables à $z = 0$, au moins pour la moitié de la population : les LBG sélectionnées comme les galaxies plus actives à grand z évoluent vers des objets peu actifs à l’époque actuelle. Ceci se vérifie sur leurs couleurs qui sont relativement rouges en moyennes ($\overline{B - V} \sim 0.8$ et 0.9 pour Λ CDM et τ CDM respectivement).

Finalement, la répartition morphologique montre que les objets de LBG₀ ont des sphéroïdes négligeables à l’époque de leur identification. Par contre, leurs descendants comportent une fraction notable de galaxies elliptiques, dans les deux cosmologies, une fraction similaire de galaxies spirales dans le cas τ CDM, mais plus élevée pour Λ CDM, et une proportion négligeable des galaxies irrégulières.

Le tableau qui se dégage donc de nos simulations est celui de descendants qui sont pour près des deux tiers des galaxies centrales de halos, qui sont massifs, de luminosité comparable à L_* , et relativement peu actifs en termes de formation stellaire. Ils comptent une proportion importante de galaxies elliptiques, très supérieure dans les deux cosmologies à celle utilisée (13%) pour normaliser l’ensemble des galaxies des simulations à $z = 0$. Réciproquement, les fractions des galaxies elliptiques des simulations (au-delà de la limite de résolution en morphologie) qui sont descendants des LBG₀ choisies à $z = 2.4$ est de 64% et 40% respectivement dans les modèles Λ CDM et τ CDM, reflétant qu’une plus grande fraction des elliptiques obtenues à $z=0$ s’assemble depuis $z=2.4$ dans le modèle τ CDM.

Les panneaux gauche et droit de la Fig. 6.11 donnent la répartition à $z = 0$ des descendants des galaxies de LBG₀. La géométrie de la tranche est la même que précédemment. La taille des symboles varie avec la luminosité des galaxies en bande B et leur couleur avec l’indice $B - V$.

Tab. 6.4: Longueurs de corrélation r_0 (en h^{-1} Mpc) des galaxies de LBG_0 identifiées à $z = 2.4$, de leurs descendants, des galaxies E/S0 et de la DM à $z = 0$.

| Modèle | r_{0,LBG_0} | $r_{0,desc. LBG_0}$ | $r_{0,E/S_0}$ | $r_{0,DM}$ |
|---------------|---------------|---------------------|---------------|------------|
| Λ CDM | 6.6 | 13.2 | 10 | 8.7 |
| τ CDM | 5 | 10.5 | 6.6 | 4.8 |

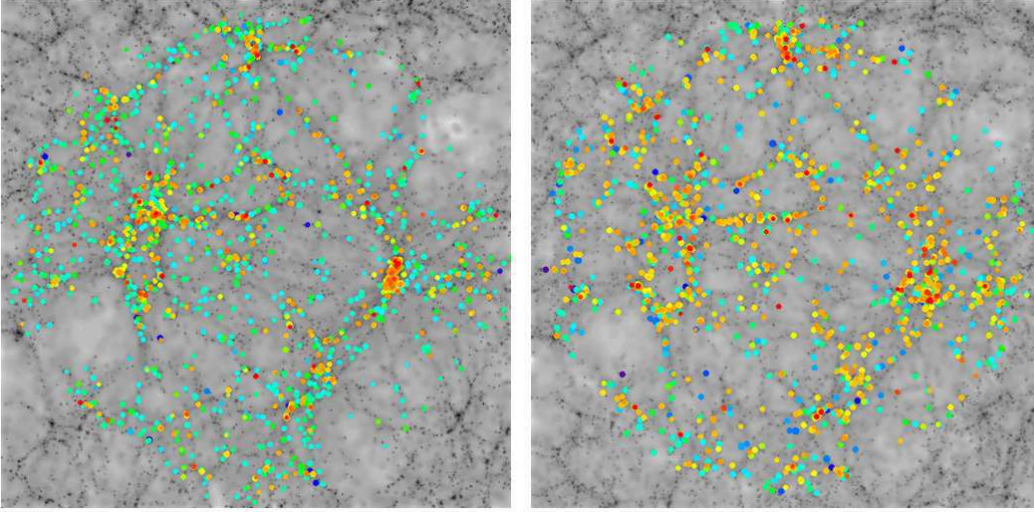


Fig. 6.11: Distribution à $z = 0$ des descendants des galaxies de l'échantillon LBG_0 des simulations sélectionné à $z = 2.4$ dans la même une tranche que précédemment. Λ CDM est à gauche, τ CDM à droite. La taille des symboles varie avec la luminosité des galaxies en bande B , et leur couleur avec l'indice $B - V$. Notons que cette échelle diffère de celle utilisée dans les deuxième et cinquième chapitres de cette partie.

La Fig. 6.12 compare les fonctions de corrélation des galaxies de LBG_0 à $z = 2.4$ (ligne alternée) de leurs descendants (tirets longs) et des galaxies de type morphologique E/S0 (tirets) sélectionnées à $z = 0$. Les courbes continues sont les autocorrélations de la DM à $z = 0$. L'amplitude de la corrélation des descendants des LBG est nettement supérieure, dans les deux modèles, à la corrélation de la masse et à celle des galaxies E/S0. Le biais par rapport à la DM, mesuré à $5 h^{-1}$ Mpc, vaut $b_{desc.,DM} \sim 2$ et $b_{desc.,DM} \sim 2.5$ pour Λ CDM et τ CDM. Il est sensiblement indépendant de l'échelle : les fonctions de corrélation des descendants sont approximativement parallèles à celles de la DM, de pente -1.4 puis -2.1 après $\sim 2 h^{-1}$ Mpc en Λ CDM, où l'infléchissement suit celui de la DM, et de pente -1.8 pour τ CDM.

Le tableau 6.4 donne les longueurs de corrélation de ces populations ; notons que les valeurs données ont été simplement "lues" sur les tracés. Pour la population LBG_0 , à $z = 2.4$, elles sont semblables à celles données sur le tableau 6.3 pour les galaxies LBG_1 .

6 Evolution des galaxies depuis $z \sim 5$

Tab. 6.5: Tableau supérieur : quartiles à 25, 50 et 75% des masses stellaires, des masses des halos hôtes, lorsque galaxie centrale (unités $10^{10} h^{-1} M_{\odot}$), et du TFS $\Psi (M_{\odot}/\text{an})$ pour les galaxies de LBG₀ identifiées à $z = 2.4$ et pour leurs descendants identifiés à $z = 0$. Tableau inférieur : magnitudes minimales, maximales et moyennes en bandes B et V , et répartition morphologique pour les mêmes galaxies.

| Modèle | z | M_* ($10^{10} h^{-1} M_{\odot}$) | | | M_{halo} ($10^{10} h^{-1} M_{\odot}$) | | | $\Psi (M_{\odot}/\text{an})$ | | |
|---------------|-----|--------------------------------------|------|-----|--|-----|------|------------------------------|------|------|
| | | 25% | 50% | 75% | 25% | 50% | 75% | 25% | 50% | 75% |
| Λ CDM | 2.4 | 0.43 | 0.7 | 1.1 | 59 | 87 | 140 | 5.1 | 7.3 | 12.4 |
| | 0 | 2.3 | 4.7 | 8.9 | 182 | 374 | 861 | 0 | 0.9 | 3 |
| τ CDM | 2.4 | 0.51 | 0.76 | 1.2 | 48 | 67 | 99 | 18.4 | 22.6 | 31 |
| | 0 | 7.2 | 11 | 16 | 464 | 983 | 2400 | 0 | 0 | 9.6 |

| Modèle | z | $M_{B,\text{min.}}$ | $M_{B,\text{max.}}$ | $\overline{M_B}$ | $M_{V,\text{min.}}$ | $M_{V,\text{max.}}$ | $\overline{M_V}$ | E | S0 | Sp | Irr |
|---------------|-----|---------------------|---------------------|------------------|---------------------|---------------------|------------------|------|------|------|------|
| Λ CDM | 2.4 | -23.3 | -17.2 | -20.4 | -23.5 | -18.0 | -20.7 | 0.02 | 0.12 | 0.64 | 0.22 |
| | 0 | -23.5 | -15.3 ^a | -20.0 | -24.2 | -16.4 | -20.8 | 0.26 | 0.17 | 0.57 | 0 |
| τ CDM | 2.4 | -23.6 | -18.4 | -21.3 | -23.6 | -19.4 | -21.6 | 0.05 | 0.04 | 0.09 | 0.82 |
| | 0 | -24.4 | -17.7 ^a | -21.2 | -25.4 | -18.8 | -22.1 | 0.44 | 0.10 | 0.44 | 0.02 |

^asous la limite de résolution de luminosité en B

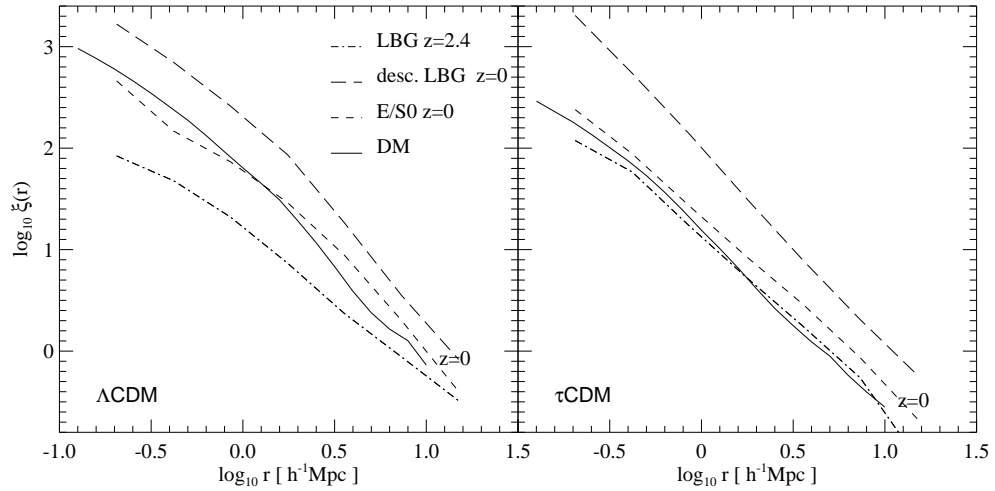


Fig. 6.12: Fonctions de corrélation des galaxies de LBG₀ sélectionnées à $z = 2.4$ (courbe alternée tirets-points) et de leurs descendants à $z=0$ (tirets longs), comparées aux corrélations de la matière noire (courbes continues) et des galaxies E/S0 (tirets) à $z=0$. Λ CDM et τ CDM sont à gauche et à droite respectivement.

6.1.2 Galaxies hôtes des QSO

6.1.2.1 Introduction

La luminosité des quasars est généralement associée à l'accrétion de gaz froid sur les trous noirs supermassifs situés au centre des galaxies avec des composantes sphéroïdales significatives (voir par exemple van der Marel 1999). Récemment, les données ont conforté l'hypothèse que l'évolution des quasars et celle des galaxies *normales* sont très liées : plutôt que d'apparaître comme une caractéristique propre à un ensemble de galaxies, une phase d'activité "AGN", d'une durée de 100 millions d'années environ, est courante pour la plupart des galaxies suffisamment massives. Les variations de la densité du taux de formation stellaire total obtenu dans les simulations de formation des galaxies, de la densité des galaxies simulées en cours de fusion avec un épisode de formation stellaire accélérée ("starburst") et de la densité des QSO les plus lumineux observés sont similaires entre elles de $z = 0$ jusqu'à au moins $z \sim 2$. Précisément, on sait que l'abondance des QSO les plus lumineux est de deux ordres de magnitude supérieure à $z \sim 2$ par rapport à l'abondance à l'époque actuelle.

Un modèle semi-analytique "unifié" couplant l'évolution des galaxies à celle des QSO a été proposé par Kauffmann & Haehnelt (2000). Suivant le modèle standard, les QSO y sont associés à l'accrétion massive de gaz sur le trou noir central de la composante sphéroïdale, lors d'une fusion majeure d'un satellite sur la galaxie centrale. Kauffmann & Haehnelt (2000) favorisent des temps d'accrétion courts de l'ordre de quelques 10^7 années. Ils retrouvent le net déclin de la densité des QSO depuis $z \sim 2$, si l'efficacité de formation stellaire est plus importante à l'époque actuelle qu'à grand z , pour maintenir une quantité disponible suffisante de gaz froid à $z \lesssim 2$.

6.1.2.2 Sélection dans les simulations contraintes et propriétés

On identifie les galaxies hôtes des QSO dans les simulations contraintes à $z = 2.4$, comme les galaxies ayant les composantes sphéroïdales les plus significatives à cette époque. Avec une densité comobile observée de $n_{\text{QSO}} \sim 10^{-6} h^3 \text{ Mpc}^{-3}$ à $z \sim 2$ (voir Hartwick & Schade 1990), et $t_{\text{actif}} \sim 10^8$ ans, et en comparant la durée d'activité avec le temps de Hubble, une estimation simple donne une densité comobile $n_{\text{QSO}} \sim 10^{-4} h^3 \text{ Mpc}^{-3}$ pour les galaxies hôtes, soit les quelque 200 sphéroïdes les plus massifs dans chacune des simulations. On atteint ce nombre dans le modèle Λ CDM, mais la simulation τ CDM ne contient que 139 sphéroïdes à $z = 2.4$, qui ont tous été sélectionnés par défaut.

Les tableaux 6.6 et 6.7 présentent respectivement les quartiles et les valeurs minimales, maximales et moyennes des mêmes propriétés que celles données à l'alinéa précédent, pour les galaxies hôtes des QSO et leurs descendants. Les galaxies utilisées sont celles plus brillantes que la limite de résolution en bande V , sauf pour les fractions morphologiques. On discute d'abord les propriétés des galaxies hôtes, puis celles de leurs descendants.

À $z = 2.4$, les masses stellaires et les masses totales des halos hôtes sont une fraction de 10 à 20% des valeurs de M_* à $z = 0$, dans les deux modèles. Même à 25% de la population, les TFS sont très élevés, en particulier comparés aux valeurs mesurées pour la même fraction de la population pour les galaxies de LBG_0 , qui sont les 10000 objets les plus actifs à $z = 2.4$. Ces hôtes de QSO sont aussi les galaxies les plus actives parmi les LBG_0 , et l'échantillon est bien sûr aussi beaucoup plus petit.

Tab. 6.6: Quartiles (25, 50 et 75%) des masses stellaires, des masses des halos hôtes (lorsque galaxie centrale) en unités $10^{10} h^{-1} M_{\odot}$, et du TFS Ψ (en M_{\odot}/an) pour les galaxies hôtes des QSO choisies à $z = 2.4$ et pour leurs descendants à $z = 0$.

| Modèle | z | M_* ($10^{10} h^{-1} M_{\odot}$) | | | M_{halo} ($10^{10} h^{-1} M_{\odot}$) | | | Ψ (M_{\odot}/an) | | |
|---------------------|-----|--------------------------------------|-----|------|--|------|-------|----------------------------------|-----|-----|
| | | 25% | 50% | 75% | 25% | 50% | 75% | 25% | 50% | 75% |
| ΛCDM | 2.4 | 0.49 | 1.1 | 2.2 | 39 | 103 | 193 | 117 | 160 | 297 |
| | 0 | 2.3 | 7.9 | 15.7 | 256 | 734 | 3779 | 0 | 0 | 2 |
| τCDM | 2.4 | 1.4 | 1.8 | 2.2 | 101 | 145 | 179 | 70 | 90 | 140 |
| | 0 | 12 | 17 | 36 | 1082 | 2974 | 11270 | 0 | 0 | 0 |

Les 50% intermédiaires des distributions des masses et du TFS à $z = 2.4$, entre les fractions à 25 et à 75% ont des valeurs proches, en particulier pour τCDM : les hôtes de QSO sont homogènes de ce point de vue. Pour les deux modèles, la quasi-totalité des hôtes de QSO sont des galaxies centrales. Par contre, l’extension de leur distribution en luminosité atteint près de 4 magnitudes en ΛCDM : ceci s’explique facilement par les épisodes de “starburst”, qui conduisent à $M_{B,\text{min}} \lesssim -23$. Les spirales constituent la majorité des galaxies hôtes de QSO pour ΛCDM , alors que les hôtes elliptiques sont les plus nombreux pour τCDM .

Les masses stellaires des descendants des QSO sont typiques de galaxies plus brillantes que L_* : les médianes sont de 1.13×10^{11} et $3.48 \times 10^{11} M_{\odot}$ pour ΛCDM et τCDM . De même, les masses des halos des galaxies centrales se répartissent autour de M_* pour ΛCDM , alors que les halos τCDM sont en majorité plus massifs que M_* , et les valeurs maximales des halos hôtes correspondent aux amas majeurs des simulations : 2.2×10^{15} et $1.5 \times 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$ respectivement pour ΛCDM et τCDM (identifié à l’amas de Coma dans ce modèle).

Comme pour les descendants des LBG, on note que les luminosités minimales des descendants des sphéroïdes les plus massifs à $z = 0$ sont similaires en bande B à la limite de résolution de luminosité de l’ensemble de la simulation. Ce n’est pas le cas en bande V : les magnitudes les plus faibles des descendants des hôtes de QSO restent au-delà de la limite de résolution de luminosité, avec une marge de 1.3 et 0.3 magnitude en ΛCDM et τCDM . Ceci est en accord avec le fait que la formation stellaire au niveau des halos de 10-20 particules qui apparaissent à $z \sim 0$ accroît la valeur de la limite de résolution en luminosité en bande B davantage qu’en bande V .

Les TFS actuels sont nuls pour plus de 50 et 75% de la population pour ΛCDM et τCDM , avec des indices $B - V$ rouges. Les valeurs *maximales* du TFS restent néanmoins très élevées : 136 et 151 M_{\odot}/an respectivement ; ici encore il s’agit de galaxies centrales en cours de “starburst”. Enfin, les descendants sont principalement des galaxies elliptiques dans le cas τCDM , et sont répartis en proportions comparables entre elliptiques et spirales dans le modèle ΛCDM . Par rapport aux morphologies des galaxies hôtes, la proportion des S0 diminue, celle des elliptiques augmente. Dans le modèle ΛCDM , ceci se fait au détriment des spirales.

Tab. 6.7: Magnitudes minimales, maximales et moyennes en bandes B et V , et répartition morphologique (lorsqu'au-delà de la limite de résolution de morphologie) pour les galaxies hôtes des QSO choisies à $z = 2.4$ et pour leurs descendants à $z = 0$.

| Modèle | z | $M_{B,\text{min.}}$ | $M_{B,\text{max.}}$ | $\overline{M_B}$ | $M_{V,\text{min.}}$ | $M_{V,\text{max.}}$ | $\overline{M_V}$ | E | S0 | Sp | Irr |
|---------------|-----|---------------------|---------------------|------------------|---------------------|---------------------|------------------|------|------|------|-----|
| Λ CDM | 2.4 | -23.3 | -19.7 | -21.6 | -23.5 | -19.9 | -21.8 | 0.06 | 0.28 | 0.66 | 0 |
| | 0 | -23.6 | -16.7 | -20.4 | -24.6 | -17.7 | -21.3 | 0.45 | 0.16 | 0.39 | 0 |
| τ CDM | 2.4 | -23.6 | -19.1 | -22.2 | -23.6 | -20.2 | -22.4 | 0.52 | 0.32 | 0.16 | 0 |
| | 0 | -24.4 | -18.5 | -21.6 | -25.4 | -19.5 | -22.6 | 0.71 | 0.1 | 0.19 | 0 |

6.1.2.3 Distribution spatiale des galaxies hôtes et de leurs descendants

La Fig. 6.13 donne la distribution des galaxies hôtes des QSO, dans la même tranche que précédemment, contenant le plan supergalactique. Le modèle Λ CDM est à gauche, τ CDM à droite. La taille et couleur des symboles codent respectivement la masse des sphéroïdes et leur couleur $B - V$. La Fig. 6.14 donne la répartition à $z = 0$ des descendants des galaxies hôtes des QSO choisies à $z = 2.4$. La taille et couleur des symboles codent respectivement la luminosité totale en bande B des galaxies et leur indice $B - V$.

La Fig. 6.15 compare les fonctions de corrélation des galaxies hôtes de QSO à $z = 2.4$, de leurs descendants et des galaxies de type morphologique E/S0 sélectionnées à $z = 0$. Les lignes continues sont les autocorrélations de la DM à $z = 2.4$ et à $z = 0$. A cause du faible nombre de galaxies hôtes de QSO, la fonction de corrélation à $z = 2.4$ n'y est calculée qu'au-delà de $5 h^{-1}$ Mpc environ. Le biais $b_{\text{QSO,DM}}$ est de 2 et 5 environ pour Λ CDM et τ CDM, avec des longueurs de corrélation r_0 qui approchent les 6 et $10 h^{-1}$ Mpc. Comme pour les descendants des LBG, l'amplitude de la corrélation des descendants des hôtes de QSO est supérieure à celle des E/S0, et leur biais par rapport à la masse est de $b_{\text{desc. QSO,DM}} \sim 1.6$ à $z = 0$, pour les deux cosmologies.

6.2 Evolution des taux de fusion et de formation stellaire globaux

On compare dans cette section les taux de fusion des galaxies et le taux de formation stellaire pour toutes les galaxies des deux simulations, pour montrer les contrastes importants entre les cosmologies. On rappelle les tendances observées, mais on reporte la comparaison directe des simulations avec les données à un travail ultérieur, à partir du calcul du flux à 1500 \AA .

Les simulations sont limitées en résolution par la masse minimale des halos de DM, une comparaison précise avec les observations pour le taux de fusion des galaxies comme le TFS global ("tracé de Madau") nécessite de corriger la sous-estimation due à cette limite de résolution, comme expliqué dans les annexes de SPF.

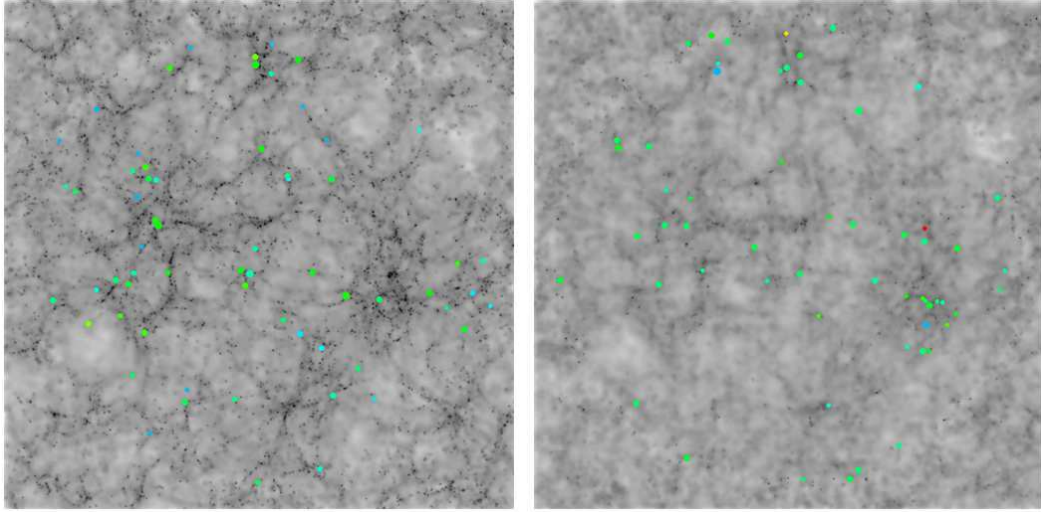


Fig. 6.13: La distribution des galaxies hôtes des QSO sélectionnées à $z = 2.4$ dans la même tranche que précédemment, contenant le plan supergalactique. Λ CDM est à gauche, τ CDM à droite. La taille des symboles est fonction de la masse des sphéroïdes, et leur couleur varie selon l'indice $B - V$ de la galaxie.

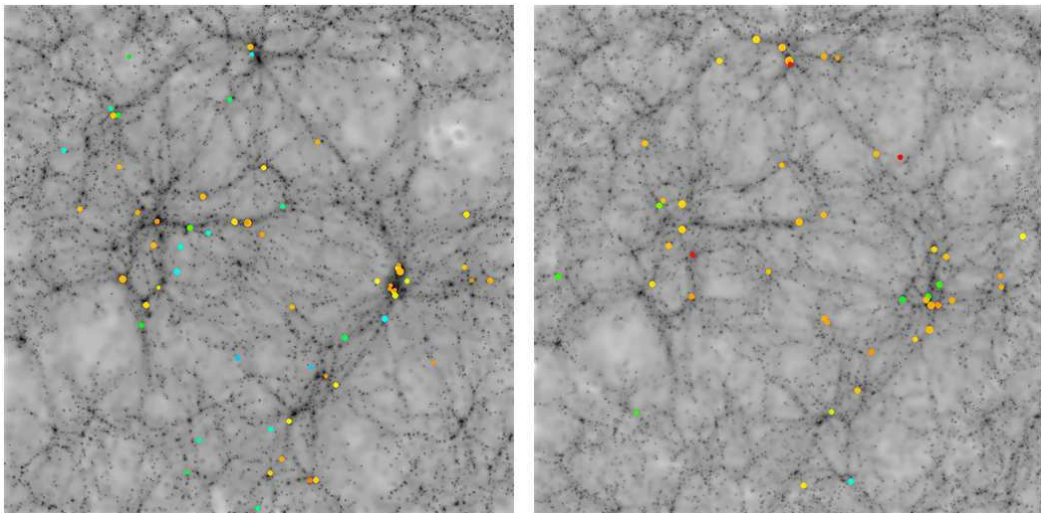


Fig. 6.14: La distribution à $z = 0$ des descendants des galaxies hôtes des QSO sélectionnés à $z = 2.4$ dans la même tranche que précédemment. Λ CDM est à gauche, τ CDM à droite. La taille des symboles est fonction de la luminosité totale des galaxies en bande B , et leur couleur varie selon l'indice $B - V$ (l'échelle est la même que sur la Fig. 6.11).

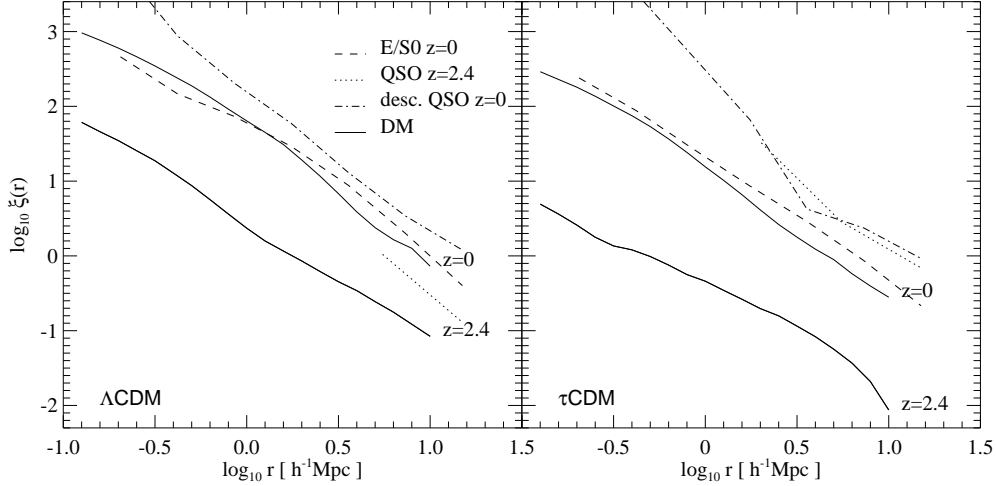


Fig. 6.15: Fonctions de corrélation des galaxies hôtes de QSO à $z = 2.4$ (pointillés) et de leurs descendants à $z = 0$ (courbes alternées), comparées aux corrélations de la matière noire (courbes continues) et des galaxies E/S0 à $z = 0$. Λ CDM et τ CDM sont à gauche et à droite respectivement.

6.2.1 Taux de fusion des galaxies

L'étude des variations des taux de fusion des *halos* de DM est idéale pour comparer l'activité des différentes cosmologies en termes de formation des structures, d'une part parce que ceci ne nécessite pas de modéliser la formation des galaxies dans une simulation non dissipative, d'autre part parce que les résultats peuvent être comparés aux prédictions analytiques (théorie de Press-Schechter étendue, voir Somerville et al. 2000; Cohn et al. 2001 et les références citées dans leurs introductions). Généralement, les simulations sont en accord raisonnable avec les prédictions PS.

On calcule ici l'évolution du taux de fusion des *galaxies*, que l'on prévoit de relier directement aux observations, en tenant compte de la limite de résolution des simulations. Rappelons cependant que notre modèle SA néglige la fusion entre galaxies satellites (voir Somerville & Primack 1999 pour un exemple de modélisation, même si Springel et al. 2001a notent que ce type d'événements est rare en principe), et que la fusion d'une galaxie satellite sur la galaxie centrale du halo est déterminée par une estimation de la dégradation de l'orbite du satellite par friction dynamique contre les particules de DM du halo. On rappelle la précaution du chapitre 2 de la deuxième partie : même avec un traitement modifié par rapport à K99, le temps de fusion entre deux galaxies de masses similaires est probablement sous-estimé par notre modèle.

La Fig 6.16 donne l'évolution de la densité comobile du taux de fusion des galaxies satellites avec les galaxies centrales, mesuré dans les simulation contraintes, pour les deux cosmologies (Λ CDM à gauche, τ CDM à droite). La courbe continue montre la variation avec z de la densité comobile de toutes les fusions, la courbe en pointillés ne considère que les

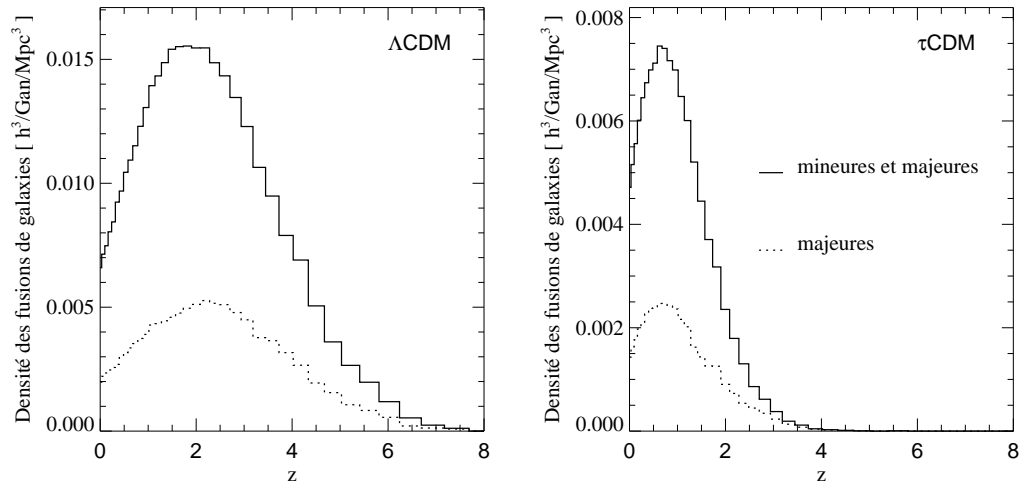


Fig. 6.16: Evolution de la densité comobile du taux total des fusions (courbe continue) et des fusions majeures (pointillés) des galaxies satellites avec les galaxies centrales, dans les simulations Λ CDM (à gauche) et τ CDM (à droite). Noter que les densités sont limitées par la limite de résolution de 10 particules des simulations (résolution de luminosité pour $z = 0$).

fusions majeures.

Si les formes et les amplitudes respectives des deux courbes sont similaires pour les deux cosmologies, les maxima du modèle à densité élevée sont translatés à bas redshift ($z \sim 0.8$) par rapport au modèle à faible densité ($z \sim 2$). C'est la conséquence attendue, aux régimes non-linéaires de l'évolution de la matière noire et de la formation des galaxies, de la croissance linéaire plus rapide des fluctuations à grand z dans la cosmologie Λ CDM, et de la croissance plus rapide à bas redshift pour τ CDM.

Les maxima de l'ensemble des fusions et des fusions majeures seules coïncident approximativement, avec cependant un maximum du taux des fusions majeures qui apparaît légèrement plus tôt que le maximum des fusions mineures, dans le modèle Λ CDM. Mais l'interprétation de ce décalage entre fusion mineure et fusion majeure est délicate : on a rappelé ci-dessus que le temps de chute par friction dynamique pour un satellite de masse comparable à celle de la galaxie centrale (qui provoque une fusion majeure) était généralement sous-estimé, alors que la formule utilisée est plus exacte dans le cas des satellites nettement moins massifs que la galaxie centrale (fusion mineure).

Enfin, la différence d'amplitude des courbes entre les deux cosmologies s'explique par la différence de résolution en masse.

6.2.2 Taux de formation stellaire

6.2.2.1 Remarques sur la construction d'un "tracé de Madau"

L'estimation observationnelle du TFS des galaxies est généralement obtenue à l'aide :

- soit du flux dans l’IR, pour les galaxies riches en poussières et optiquement opaques aux photons énergétiques des étoiles jeunes, cas des galaxies *IRAS*
- soit plus fréquemment à l’aide de la luminosité de lignes d’émission nébulaires comme H_α ou O_{II}
- soit directement avec les flux dans l’UV lointain, à 1500 Å par exemple, pour les galaxies optiquement transparentes à ces longueurs d’onde

Les paramètres de conversion entre ces flux et le TFS sont encore assez approximatifs, et dépendent évidemment de la fonction de masse initiale des étoiles. De plus, les traceurs optiques et UV doivent tenir compte de l’atténuation due à la présence de poussières à la fois dans les régions HII autour des associations OB *et* dans le milieu interstellaire diffus. On renvoie le lecteur à Charlot & Longhetti (2001); Charlot et al. (2002) pour une discussion de la précision des estimateurs courants du TFS des galaxies locales, et pour des exemples de la variation du TFS déduit avec et sans prise en compte de l’extinction par les poussières situées dans les régions HII.

Pour pouvoir comparer avec leur modèle SA de formation des galaxies à $z \sim 3$, Somerville et al. (2001) convertissent la densité de luminosité observée, au-delà d’une certaine luminosité limite, des traceurs de formation stellaires en un taux de formation stellaire comobile global, supposant une loi de proportionnalité. Dans ce cas, cette méthode est aussi applicable pour compléter le TFS des simulations en deçà de la limite de résolution, pourvu que l’on dispose de la FL simulée de ces marqueurs, mesurée au-delà de la limite de résolution et extrapolée aux plus faibles luminosités. A ce niveau *seulement*, la comparaison avec les observations a un sens.

On ne dispose pas dans nos modèles des prédictions photométriques pour les marqueurs rappelés ci-dessus, mais l’inclusion d’une bande UV et de ces lignes d’émission dans nos modèles forme l’étape suivante du développement du code.

6.2.2.2 Résultats des simulations contraintes

Dans l’immédiat, les résultats qui suivent doivent être considérés comme des *sous-estimations* de la densité du TFS comobile (limite de résolution). Avec les précautions soulignées, et en corrigeant pour la cosmologie le cas Λ CDM, ils *pourraient* être comparés, par exemple, au tracé de Madau sur la figure 9 de Steidel et al. (1999a, par la suite St99).

La Fig. 6.17 donne l’évolution, en fonction du redshift, de la densité comobile du taux de formation stellaire global des simulations (Λ CDM à gauche, τ CDM à droite) mesuré en considérant toutes les galaxies. La Fig. 6.18 reprend les mêmes données en fonction de l’âge de l’univers. Les courbes continues, en tirets et en pointillés montrent respectivement l’histoire du TFS total, et du TFS des disques et des bulbes galactiques sélectionnés à $z = 0$. Le TFS calculé correspond pour chaque galaxie à la moyenne, pondérée par leur durées respectives, du TFS quiescent, pour des étoiles formées sur le disque, et du TFS du mode “starburst”, pour des étoiles formées dans le bulbe, au cours de l’intervalle de redshift considéré. Rappelons que ces deux modes de formation stellaire sont exclusifs durant un *pas* de simulation, mais que les deux peuvent apparaître pour une même galaxie lors d’un *intervalle* de redshift.

L’héritage de l’histoire du TFS d’une galaxie satellite lors d’une fusion se fait de manière cohérente par rapport à l’alinéa 4.3.3.7 de la première partie :

- fusion majeure : les histoires du TFS du disque et du bulbe du satellite sont ajoutées à l’histoire du TFS du bulbe de la galaxie centrale
- fusion mineure : les histoires du TFS du disque et du bulbe du satellite sont ajoutées à l’histoire de formation stellaire du bulbe de la galaxie centrale si celle-ci a un sphéroïde, si non, elles sont ajoutées à l’histoire du TFS du disque de la galaxie centrale.

Les différences déjà vues pour l’histoire du taux de fusion des galaxies se retrouvent entre les deux cosmologies. Les pics de formation stellaire (totale, du disque et du bulbe) dans le modèle EdS sont nettement retardés, à $z \sim 0.5$ et 1 pour les disques et les bulbes respectivement, par rapport au modèle Λ CDM à faible densité : $z \sim 1$ et 3 respectivement dans ce cas. Comme pour l’évolution du taux de fusion, le décalage entre les cosmologies s’explique par la formation retardée de halos de masse donnée dans le modèle τ CDM. Notons que les données semblent converger vers $z \sim 2.5$ pour la date du “maximum” du taux de formation stellaire (voir par exemple les figures 9 et 21 de SPF et les références citées).

Les maxima des TFS simulés atteignent 0.065 et $0.23 h^2 M_\odot/\text{an}/\text{Mpc}^3$ dans les cas Λ CDM et τ CDM respectivement. Pour une cosmologie EdS avec $h = 0.5$, la figure 9 de St99, montre un “plateau” à ~ 0.6 , dans l’intervalle $1.5 < z < 4$ après correction pour l’extinction due aux poussières, pour laquelle St99 semblent confiants à $z \sim 3$. Un “pic” prononcé n’est pas évident sur leur figure : le TFS déduit à $z \sim 4$ est du même ordre de grandeur qu’à $z \sim 3$. La Fig. 6.19 est analogue à 6.17, mais utilise une échelle logarithmique en ordonnée. Les symboles montrent les observations de Connolly et al. (1997) et de St99, *sans* appliquer de correction d’extinction : l’accord est ici raisonnable mais on souligne que les valeurs mesurées sur les simulations sont inférieures aux données lorsque la correction d’extinction suggérée par St99 est appliquée. On retrouverait alors le déficit en formation stellaire noté ci-dessus dans l’étude des LBG.

A la différence des résultats trouvés ici et d’autres modèles semi-analytiques de formation des galaxies (e.g. SPF), Nagamine et al. (2001b) ne constatent pas de décroissance du TFS au-delà de $z \sim 3$ dans leur simulation hydrodynamique de formation des galaxies dans un volume comobile de $25 h^{-1} \text{ Mpc}$ d’un modèle Λ CDM. Ils rappellent que du point de vue observationnel, une connaissance plus précise des effets d’atténuation par les poussières, ou le recours à des traceurs qui y sont peu sensibles, est nécessaire pour conclure sur le comportement du TFS global à $z \gtrsim 3$.

Dans les deux cosmologies, l’histoire plus tardive de la formation stellaire au niveau des disques par rapport à la formation stellaire dans les bulbes, tous deux sélectionnés à $z = 0$, est facilement interprétée dans le cadre du schéma hiérarchique de formation des galaxies : les sphéroïdes se forment à l’occasion de fusions majeures entre galaxies d’un même halo de DM. Les disques préexistants sont détruits au cours du processus. Seul le refroidissement ultérieur du gaz chaud du halo et sa collapse permettent de reconstituer le disque gazeux et d’y former des étoiles de la population I.

6.3 Exemples d’évolutions typiques de galaxies

On décompose les quantités globales considérées dans la section précédente selon quelques exemples de populations galactiques typiques des modèles. Ceci permet de vérifier qualitativement le schéma semi-analytique et donne un aperçu de la variété des évolutions possibles

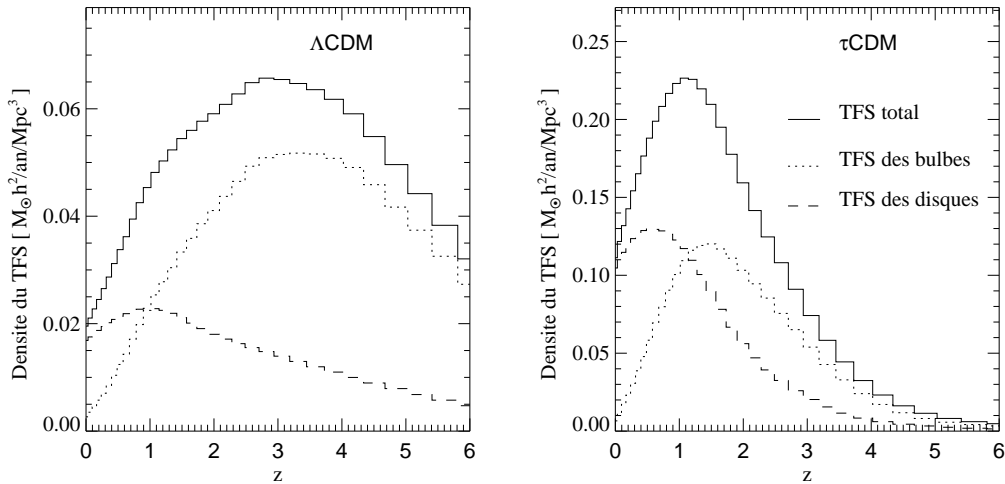


Fig. 6.17: Histoire de la densité comobile du taux de formation stellaire total (courbe continue), du TFS des bulbes (pointillés) et du TFS des disques (tirets) sélectionnés à $z = 0$, pour les deux cosmologies. Λ CDM est à gauche, τ CDM à droite. Les TFS ont été calculés avec l'ensemble des galaxies des simulations, au-delà de la limite de résolution.

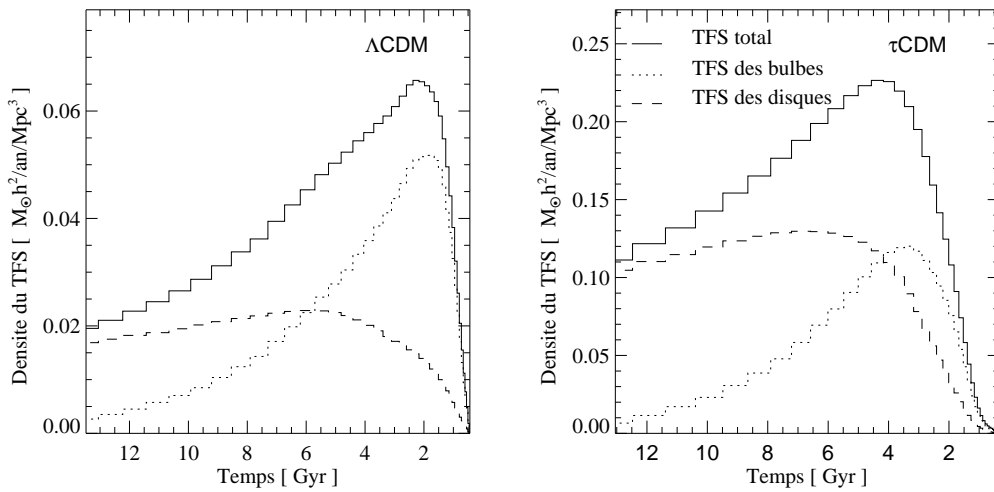


Fig. 6.18: Mêmes données que sur la Fig. 6.17, mais exprimées en fonction de l'âge de l'univers.

en fonction de l'environnement et du type de galaxies choisies à $z = 0$. Outre l'intérêt didactique, on peut par exemple extraire des simulations l'histoire du TFS pour une série de galaxies d'une population précise (par exemple les membres les plus brillants d'un amas donné

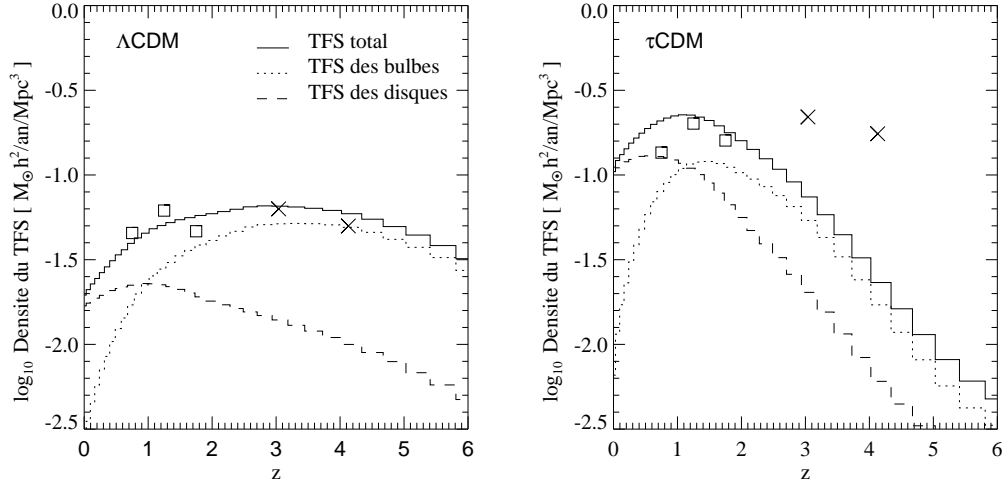


Fig. 6.19: Même Figure que 6.17, avec une échelle logarithmique en ordonnée. Les courbes sont comparées aux observations de Connolly et al. (1997) (carrés) et de Steidel et al. (1999a) (croix) *non corrigées* pour l'extinction (tenir compte de l'extinction fait apparaître un déficit du TFS simulé par rapport aux observations).

comme Virgo), appliquer le modèle de Charlot & Longhetti (2001) avec une haute résolution spectrale, et en comparant aux observations, contraindre d'autres paramètres libres que le TFS comme la fraction des métaux associés à la poussière, ou encore utiliser le TFS simulé comme point d'initialisation de l'algorithme de recherche d'optimum.

Pour des raisons de concision, on ne considérera que le cas Λ CDM, et on ne fera pas de comparaison détaillée entre les différents environnements mais on commentera simplement les tendances générales.

Dans chacun des deux paragraphes, on considérera successivement, pour les galaxies centrales et les satellites, le cas d'un halo d'un amas de galaxies et celui d'un halo de masse similaire à celui de la Voie Lactée.

6.3.1 Galaxies centrales

6.3.1.1 Amas massif

Les tracés supérieurs et inférieurs gauches de la Fig. 6.20 donnent un exemple d'histoire de formation stellaire pour la galaxie centrale d'un halo d'amas massif avec $V_{200} \sim 1150 \text{ km s}^{-1}$ extrait de la simulation Λ CDM. Les courbes continues, en pointillés, en tirets et alternées donnent respectivement les masses stellaires, de gaz froid, en unités M_{\odot} , et les TFS quiescents et sous forme de starbursts, en unités $10^{-10} M_{\odot}/\text{an}$. Ici et sur les Figures suivantes on trace successivement l'évolution en fonction du redshift, puis en fonction de l'âge de l'univers, pour détailler respectivement le comportement obtenu à grand z (~ 10) et aux époques récentes. Le codage des courbes est identique sur toutes les Figures.

Initialement, le TFS quiescent de la galaxie centrale croît avec l'accrétion de gaz froid sur le disque, et avec les fusions mineures, pour lesquelles le gaz du disque de la galaxie satellite est transféré au disque de la galaxies centrale. Ces fusions ont déjà lieu à $z \sim 8$ et constitueront l'unique source d'approvisionnement en gaz froid à $z \lesssim 3$. A $z \sim 8$, le TFS quiescent atteint des valeurs de 20 à 30 M_{\odot}/an . Lorsque $V_{200} = 350 \text{ km s}^{-1}$, la formation stellaire s'arrête suivant notre prescription.

Ultérieurement, l'accroissement de la masse stellaire est dû exclusivement aux fusions des satellites : simple addition du gaz et des étoiles pour les fusions mineures, addition des mêmes composantes et "starburst" consommant la totalité du gaz froid de la galaxie centrale pour les fusions majeures, comme celle obtenue à $z = 4$. La masse stellaire de la GPL à $z \sim 2$ augmente significativement, ce qui correspond aussi au pic du taux de fusion dans cette cosmologie.

Rappelons que le tracé en fonction de l'âge de l'univers dilue bien sûr fortement la période $z \lesssim 2$: on déduit que suivant le schéma hiérarchique, les événements majeurs de l'histoire d'une galaxie elliptique massive se produisent durant les 4 à 5 premiers milliards d'années d'évolution, dans un univers à faible densité.

6.3.1.2 Galaxie semblable à la Voie Lactée

Les tracés sur les fenêtres droites de la Fig. 6.20 montrent l'évolution du TFS d'une galaxie spirale centrale d'un halo avec $V_{200} = 220 \text{ km s}^{-1}$. Globalement, en fonction du redshift, le TFS quiescent est plus régulier que pour la galaxie centrale de l'amas, et oscille entre 1 et 10 M_{\odot}/an . Il est entrecoupé par deux fusions majeures à $z = 2$ et $z = 4$, avec des "starburst" qui multiplient le TFS par un facteur ~ 5 , et consomment l'ensemble du gaz froid de la galaxie. Celui-ci est réapprovisionné par refroidissement jusqu'à $z = 0$: la coupure associée aux incertitudes sur les flots de gaz froid massifs n'intervient pas ici. La variation en fonction de z de la masse stellaire totale de la galaxies est aussi plus régulière que pour la GPL précédente.

La Fig. 6.20 est un exemple où, si la formation stellaire quiescente et sous "starburst" s'excluent dans un même *pas de temps* de simulation, il est néanmoins possible d'avoir les deux composantes du TFS simultanément non nulles sur *un intervalle* de redshift.

6.3.2 Galaxies satellites

6.3.2.1 Exemple d'un satellite d'amas

La Fig. 6.21 reprend l'évolution de deux satellites avec $M_B = -20.2$ (noté S_1 , à gauche) et $M_B = -17.4$ (noté S_2 , à droite) avec un facteur ~ 5 de différence en masse stellaire, sélectionnés à $z = 0$ dans l'amas massif utilisé à l'alinéa précédent. Les flèches indiquent la fin des intervalles de redshift auxquels le satellite considéré à $z = 0$ change de statut (galaxie centrale / satellite / galaxie "du champ") : il y en a 41 pour l'ensemble de la simulation ΛCDM .

L'histoire du "statut" du satellite massif (S_1) est complexe : à $z = 6$, S_1 apparaît comme une galaxie centrale dans un halo de DM nouvellement formé. Durant les deux intervalles de redshift suivants, entre les deux premières flèches, deux hypothèses sont possibles : soit S_1 se trouve en dehors du halo toujours constitué, soit son halo de DM s'est dissout. Il est considérée par l'algorithme SA comme une galaxie du champ. Au-delà de la seconde flèche

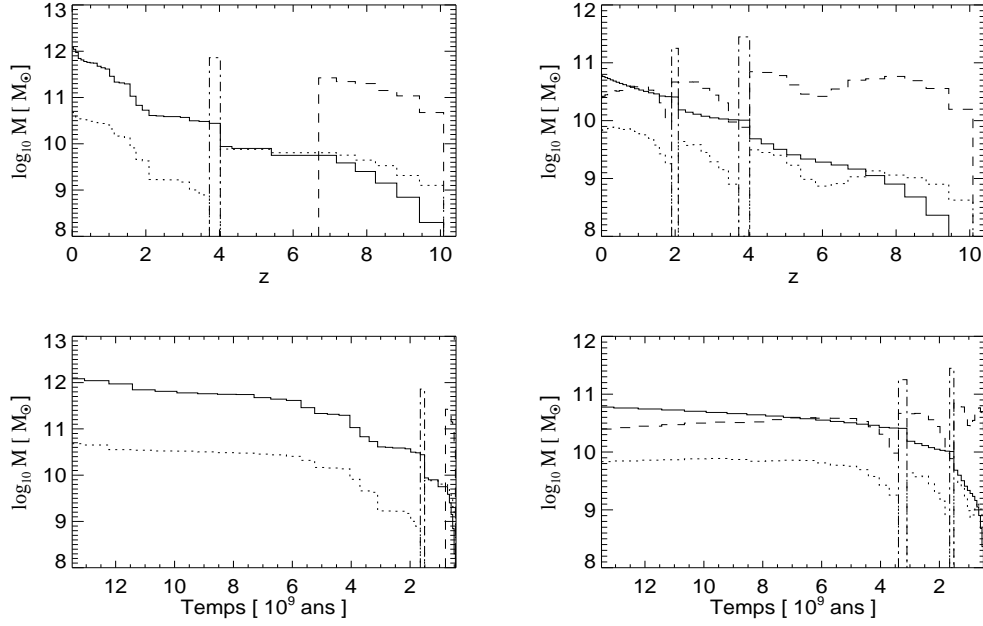


Fig. 6.20: Exemple d’histoire de la formation stellaire pour une galaxie centrale d’un amas massif (panneaux de gauche) et d’un halo de taille similaire à celui de la Voie Lactée (à droite). En haut : évolution donnée en fonction du redshift ; en bas : en fonction de l’âge de l’univers. Les lignes continues, en pointillés, en tirets et alternées donnent respectivement les masses stellaires, de gaz froid (en unités M_{\odot}), et les taux de formation stellaires quiescents et sous forme de starburst (en unités $10^{-10} M_{\odot}/\text{an}$).

($3 \lesssim z \lesssim 5$), il redevient galaxie centrale, puis galaxie satellite pour $2 \lesssim z \lesssim 3$, et à nouveau galaxie centrale pour $z \lesssim 2$. Notons que les halos hôtes de S_1 sont intégrés dans des halos plus massifs à $z = 3.18$ puis à $z = 2.09$. Après la première fusion, la galaxie centrale du nouveau halo n’est pas héritée de la galaxie S_1 , qui est conservée en tant que satellite. Après la seconde fusion, l’algorithme semi-analytique assigne les propriétés de S_1 à la galaxie centrale, probablement parce que cette seconde fusion ne permet pas de choisir sans ambiguïté la galaxie prédécesseur de la nouvelle galaxie centrale, et l’algorithme passe donc par défaut la galaxie la plus lumineuse du halo : S_1 . Finalement, l’incorporation ultime de S_1 se fait durant l’avant-dernier intervalle de la simulation de DM.

Malgré ces changements de statut, l’évolution de la masse stellaire de S_1 est régulière : la formation stellaire quiescente s’amorce à $z \sim 6$, puis est interrompue lorsque S_1 est une galaxie du champ. Elle reprend après $z \sim 5$ jusqu’à $z = 0$, avec des épisodes atténués lorsque S_1 est galaxie satellite (le contenu de gaz froid diminue suite à l’absence d’approvisionnement par refroidissement).

Le satellite le moins massif S_2 est constamment galaxie centrale de halo jusqu’à son incorporation dans l’amas à $z \sim 2.5$. Le TFS quiescent demeure constant sur $z \gtrsim 2.5$ et la masse de gaz froid varie relativement peu. Peu avant son accrétion, S_2 montre un “starburst” dû à une

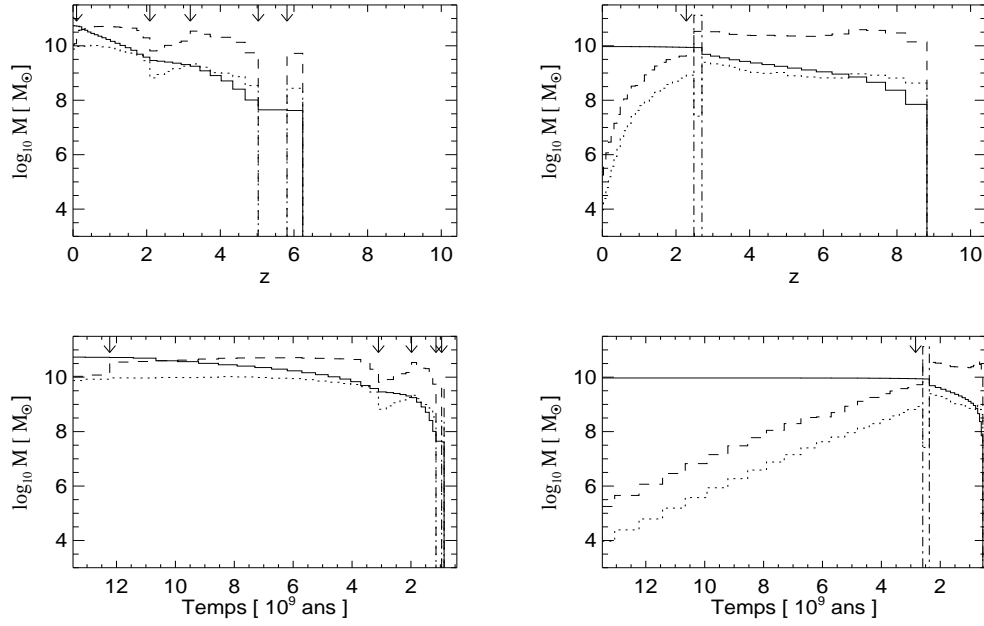


Fig. 6.21: Exemple d'histoire de la formation stellaire pour deux galaxies satellites (S_1 avec $M_B = -20.2$ et S_2 avec $M_B = -17.4$ à gauche et droite respectivement) choisies à $z = 0$ dans l'amas considéré précédemment, et dont l'évolution de la galaxie centrale est donnée sur les panneaux gauches de la Fig. 6.20. La légende est identique. En haut : évolution en fonction du redshift ; en bas : en fonction de l'âge de l'univers. Les flèches supérieures donnent les "changements de statut" des satellites : galaxie centrale / satellite / galaxie du champ des objets étudiés (voir texte).

fusion majeure, qui consomme la totalité du gaz du disque. Le réservoir de gaz se reconstitue brièvement avant l'accrétion, puis diminue régulièrement avec l'arrêt de l'approvisionnement par refroidissement.

Evidemment, l'histoire du TFS d'un satellite plus massif sera en moyenne plus complexe, car il gardé son statut de galaxie centrale plus longtemps *a priori*, et donc la trace de davantage de fusions.

6.3.2.2 Exemple d'un satellite de galaxie de type "Voie Lactée"

La Fig. 6.22 donne l'évolution d'un satellite du même halo de masse "Voie Lactée" choisi ci-dessus. La flèche marque son incorporation dans le halo final. L'histoire est similaire à celle du satellite S_2 , à l'exception de l'absence de fusion majeure ici. On retrouve une chute rapide du TFS quiescent après l'incorporation à $z \sim 0.3$.

Ces relevés de l'histoire du TFS obtenue avec l'algorithme SA sont, pris globalement, conformes aux évolutions attendues pour notre modèle hiérarchique Λ CDM. Ils soulignent cependant les différences qu'on peut trouver en fonction de la masse finale de l'objet et de son environnement. En particulier, les "starburst" et l'augmentation de la masse par accrétion de

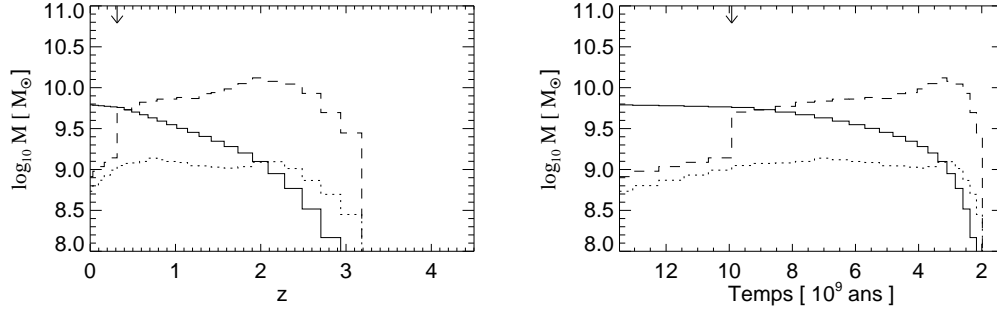


Fig. 6.22: Exemple d'histoire de la formation stellaire pour une galaxie satellite de taille légèrement inférieure à celle du Petit Nuage de Magellan et sélectionnée à $z = 0$ dans le halo similaire en masse à celui de la Voie Lactée et dont l'évolution de la galaxies centrale est donnée sur les panneaux gauches de Fig. 6.20. La légende est identique; l'évolution est donnée en fonction du redshift puis de l'âge de l'univers (tracés gauches et droits). La flèche marque l'époque de la transition galaxie centrale / galaxie satellite pour cet objet.

satellites, lors de fusions mineures, sont les processus naturellement dominants de croissance des galaxies centrales dès que celles-ci ont atteint une masse critique, et ceci même avant que leur halo n'atteigne $V_{200} \sim 350 \text{ km s}^{-1}$.

6.4 Conclusion

Les algorithmes semi-analytiques ont déjà été extensivement utilisés (Kauffmann et al. 1999b; Somerville et al. 2001; Benson et al. 2001a) pour la modélisation des populations des galaxies à grand redshift ($z \gtrsim 2$), en réponse à l'accumulation récente des données, et bien qu'ils perdent une partie de leur avantage dans le domaine de l'exploration de l'espace des paramètres. En fait, si les simulations hydrodynamiques avec représentation par N corps de la matière noire sont arrêtées aux redshifts d'intérêt (Weinberg et al. 2000), avant que le suivi du développement des grandes structures ne consomme trop de temps de calcul, des simulations AP³M + SPH voire eulériennes semblent bien adaptées pour l'étude d'objets individuels avec des volumes simulés de typiquement $\sim 10 h^{-1} \text{ Mpc}$, en s'intéressant particulièrement à la modélisation de la rétroaction des SNe, à l'influence du fond de rayonnement UV sur la thermodynamique du gaz après réionisation, ou pour développer des modèles précis d'extinction, une quantité encore très incertaine à ces redshifts.

Dans un premier temps, on a présenté dans ce chapitre (1) la distribution de galaxies "LBG" simulées, identifiées simplement dans les deux cosmologies à $z = 5.2$, $z = 2.4$ et $z = 0.8$ par un critère de densité ou en choisissant les galaxies avec les TFS les plus élevés, et (2) la distribution à $z = 2.4$ des "galaxies hôtes de QSO", identifiés comme les sphéroïdes simulés les plus massifs à cette époque.

Dans notre modèle, les descendants des LBG identifiées à $z = 2.4$ se retrouvent dans des galaxies spirales ou elliptiques de luminosité L_* ou supérieure. Les descendants des galaxies hôtes des QSO sont pour une grande fraction les galaxies elliptiques centrales des amas

massifs, ou leurs satellites les plus brillants. 45 et 71% des descendants des LBG simulées sont des galaxies elliptiques, dans les cosmologies Λ CDM et τ CDM respectivement. 64 et 40% des galaxies elliptiques Λ CDM et τ CDM sélectionnées à $z=0$ (avec $M_B \leq -18.5$ et $M_B \leq -20.6$) sont réciproquement des descendants de LBG.

A priori, l'intérêt des simulations contraintes par rapport à des simulations "libres" peut sembler très limité à grand z , puisque les contraintes utilisées sont déduites de catalogues observés à $z = 0$. En fait, on a vu qu'elles sont idéales pour identifier, dans l'Univers Local, quels sont les descendants possibles des populations typiques observées à grand z et pour analyser leur répartition spatiale. Les simulations contraintes peuvent aussi être utiles pour construire des modèles réalistes de l'histoire du TFS de la population des amas proches tels que Virgo.

Les maxima des variations avec z de la densité comobile du taux de fusion et du taux de formation stellaire, mesurés dans les simulations, traduisent les époques d'activité majeures pour la formation des structures. Les différences connues entre une cosmologie EdS et un modèle euclidien à faible densité se retrouvent bien sur les tracés.

De façon plus intéressante, après avoir séparé l'histoire de formation stellaire des disques de celle des bulbes sélectionnés tous deux à $z = 0$, on a montré que pour Λ CDM et τ CDM, le maximum de l'histoire de la formation stellaire de la population II au niveau des bulbes a eu lieu *avant* le maximum de formation stellaire au niveau du disque $z \sim 3.5$ et $z \sim 1$ pour les deux composantes respectives pour Λ CDM, et $z \sim 1.5$ et $z \sim 0.5$ pour τ CDM. Ceci est en accord avec un processus hiérarchique "bas-haut" pour la formation des galaxies, imposé par la forme du spectre de puissance des fluctuations initiales de densité.

Finalement, les tracés représentatifs de l'évolution de la masse stellaire et du gaz froid, ainsi que ceux du TFS en mode "quiescent" et "starburst", pour des exemples type de galaxies, valident notre algorithme semi-analytique et sont conformes aux prédictions connues de la cosmologie Λ CDM. Si le développement et la normalisation du modèle ont été faits essentiellement sur la reproduction des données *locales*, le calcul de prédictions à "grand" redshift peut aussi être l'occasion d'une modélisation plus poussée de certains aspects qui jouent un rôle essentiel aux premiers âges de la formation des galaxies. C'est par exemple la motivation pour une représentation plus précise des "starburst", telle que Somerville et al. (2001) l'ont développée pour proposer un modèle simple de luminosité des LBG à ces époques. Le chapitre suivant donne trois exemples de telles améliorations.

7

Vers un modèle plus détaillé

Résumé

En poursuivant les modifications apportées au code original de K99, on teste ici les effets de quelques améliorations simples du traitement semi-analytique (SA) et de l'inclusion de processus physiques qui ont été négligés jusqu'à présent. La motivation est d'une part la vérification de leur influence potentielle sur les quantités (relation de TF notamment) utilisées pour normaliser les modèles SA Λ CDM et τ CDM obtenus au chapitre 2. D'autre part, c'est la possibilité d'ouvrir d'autres domaines de comparaison avec les observations à bas redshift, et de prédiction au-delà de $z \sim 3$. On inclura (1) le traitement "dynamique" du calcul du taux de refroidissement du gaz dans les halos de DM, (2) un schéma pour simuler la production des métaux et leur redistribution parmi nos "réservoirs" de baryons, et étudier ultérieurement l'évolution de la métallicité du gaz chaud du halo, du gaz des disques galactiques, et des populations stellaires et enfin (3) une description plus réaliste de l'efficacité des "starburst" induits par des fusions majeures voire mineures entre galaxies centrales et satellites. Ces développements suivent ceux d'autres groupes de recherche dans le domaine des simulations semi-analytiques. On montre que le schéma de refroidissement dynamique permet de diminuer la fraction des baryons pour la même normalisation de la relation de TF, pas suffisamment toutefois pour mettre le cas τ CDM en accord avec les prédictions de la nucléosynthèse primordiale. Il ne permet pas non plus de se passer de la limite à 350 km s^{-1} . Avec des valeurs "par défaut" pour les nouveaux paramètres qu'il introduit, le modèle d'évolution chimique donne une normalisation de TF correcte, mais ne permet pas de diminuer la fraction de baryons ; il donne en outre une métallicité excessive pour le plasma des halos massifs. Ici, une itération sur les nouveaux paramètres libres est requise. Enfin, on constate que le traitement plus détaillé des starbursts augmente légèrement la dispersion de la relation de TF et la luminosité des galaxies les plus brillantes par plus d'une magnitude.

On s'intéresse à trois aspects physiques du processus de formation des galaxies qui ne

sont pas pris en compte par le modèle original de K99, car non nécessaires pour traiter les problèmes qui y sont abordés ni requis dans les domaines de résolution couverts par les simulations *GIF*. On les considère pour développer l’algorithme semi-analytique mais aussi pour évaluer s’il a été justifié de négliger ces points, ou si les approximations faites, en particulier sur la métallicité, remplacent un traitement plus complet dans le schéma semi-analytique qui a été utilisé. On considérera successivement :

1. un schéma “dynamique” pour le refroidissement du gaz chaud du halo, développé par Somerville & Primack (1999, par la suite SP99), qui évolue le rayon du front de refroidissement du gaz dans le halo de DM en fonction non seulement de z , comme dans le modèle de K99, mais aussi en fonction de l’histoire de fusion de DM du halo.
2. le modèle de Cole et al. (2000, par la suite C00) pour calculer l’évolution de la métallicité et la répartition des métaux entre les diverses composantes. On abandonnera l’hypothèse que le gaz chaud se refroidit toujours à partir d’une métallicité primordiale et que la formation stellaire s’effectue à partir de gaz froid de métallicité constante solaire.
3. une prise en compte des variations de l’efficacité des “starburst” comme épisodes de formation stellaire accélérée déclenchés lors des fusions des satellites avec les galaxies centrales; on suivra sur ce point Somerville et al. (2001, par la suite SPF) qui convertissent les résultats de simulations hydrodynamiques.

Comme le but n’est pas de comparer les cosmologies, on se limite au cas Λ CDM. De plus, dans toute l’analyse qui suit, chacune des extensions est appliquée seule en greffant un sous-module plus détaillé sur telle partie de l’algorithme standard. Indépendamment des nouveaux paramètres introduits par ces modèles plus détaillées, on conserve les paramètres “initiaux” du modèle des chapitres précédents à leurs valeurs de référence du paragraphe 2.3.1. Une *exception* est la réduction de la fraction de baryons dans le seul cas du modèle de refroidissement dynamique.

7.1 Modèle dynamique pour le refroidissement du gaz

Le traitement du processus de refroidissement du gaz par l’algorithme semi-analytique de K99 a été donné dans la section 4.3.3.3 de la première partie, on rappelle que :

- à des redshifts élevés, lorsque les halos de DM sont petits et denses et la fraction de baryons élevée, le rayon du front de refroidissement, défini comme la distance où le temps caractéristique de refroidissement est égal à l’âge de l’univers, est généralement supérieur au rayon viriel. Dans ce cas, le modèle SA détermine le flux d’accrétion à partir du temps dynamique du halo.
- à des redshifts plus faibles, le rayon de refroidissement devient inférieur au rayon viriel et la quantité de gaz refroidi dans un intervalle de temps est donné par la variation du rayon du front de refroidissement au cours de cet intervalle. Comme K99, on tient compte de la consommation des baryons en modifiant la fraction des baryons au niveau du front de refroidissement avec l’évolution du halo. Par contre, le rayon de refroidissement est toujours obtenu en supposant le temps de refroidissement égal à l’âge de l’univers, à défaut de disposer de l’âge du halo de DM.

Dans le contexte de formation hiérarchique des structures et de fusion des halos, cette approximation est assez grossière, en particulier si un halo \mathcal{H}_0 a subi une fusion majeure récente, par exemple entre \mathcal{H}_1 et \mathcal{H}_2 , ce dernier supposé moins massif, on peut raisonnablement faire l’hypothèse que l’ensemble du gaz chaud de \mathcal{H}_1 et \mathcal{H}_2 qui se retrouve dans \mathcal{H}_0 a été réchauffé par choc à la température virielle du nouveau halo, que le gaz réchauffé est redistribué parallèlement au profil de matière noire, par simplicité, et que la zone centrale de \mathcal{H}_0 que K99 considèrent dépourvue de gaz par suite du refroidissement préalable de \mathcal{H}_1 avant la fusion contient à nouveau du gaz chaud. Dans ce cas, le calcul rayon de refroidissement peut être facilement amélioré :

1. en égalant le temps caractéristique de refroidissement du gaz à l’âge du halo de DM \mathcal{H}_0 plutôt qu’à l’âge de l’univers
2. en tenant compte des fusions majeures pour réinitialiser l’âge du halo, et annuler le rayon de refroidissement du gaz

Le traitement de SP99, appelé en conséquence “refroidissement dynamique”, par opposition au “refroidissement statique” de K99, inclut ces deux aspects, avec un seuil $f_{\text{maj}} \sim 0.5$ pour le rapport de masse totale m_2/m_1 des deux halos qui fusionnent et qui détermine si \mathcal{H}_0 a subi une fusion majeure : c’est le cas si $m_2/m_1 > f_{\text{maj}}$ en supposant $m_1 > m_2$.

Par ailleurs, à grand z , SP99 limitent le rayon de refroidissement possible au rayon viriel, et limitent bien sûr la quantité de gaz chaud qui peut se refroidir aux baryons disponibles dans le halo. Ils fixent aussi un taux maximum de refroidissement avec la vitesse du son du gaz :

$$c_s = (5 k_B T / 3 \mu_p)^{1/2} \sim v_{200} \quad (7.1)$$

ce qui équivaut au régime “à haut redshift” adopté par K99.

Selon SP99, un avantage essentiel de cette description dynamique est qu’elle permet d’éliminer la prescription, dans une certaine mesure *ad hoc*, de suppression de la formation stellaire consécutive au refroidissement de grandes quantités de gaz au niveau des galaxies centrales des halos massifs (voir l’alinéa 4.3.3.3 de la première partie). Dans les résultats montrés ici, on a toutefois conservé cette suppression dans les halos plus massifs que $V_{200} = 350 \text{ km s}^{-1}$. En effet, à la différence de SP99, on trouve cette suppression nécessaire *y compris* dans le modèle de refroidissement dynamique, pour éviter d’obtenir des galaxies trop lumineuses au centre des amas massifs (rappelons que ce problème s’ajoute à la surestimation du taux de fusion des satellites dans de tels halos).

De plus, une fraction de baryons “par défaut” $f_{\text{bar}} = 0.12$ est trop élevée dans le modèle ΛCDM avec refroidissement dynamique, au niveau de la relation de TF comme au niveau de la GPL de la simulation. Un modèle avec $f_{\text{bar}} = 0.08$ retrouve la relation observée par Giovanelli et al. (1997b), mais la valeur est trop faible pour les contraintes de BBN. Pour la cosmologie τCDM , l’adoption du refroidissement dynamique permet de diminuer f_{bar} de 0.2 à 0.15, toujours incompatible avec la nucléosynthèse primordiale, et avec les mêmes problèmes au niveau des GPL des halos massifs.

La Fig. 7.1 compare les relations de Tully-Fisher pour les deux fractions de baryons $f_{\text{bar}} = 0.12$ (à gauche) et $f_{\text{bar}} = 0.08$, du modèle SA avec refroidissement dynamique, dans la cosmologie ΛCDM , pour les galaxies centrales de morphologie Sb/Sc parmi l’ensemble de

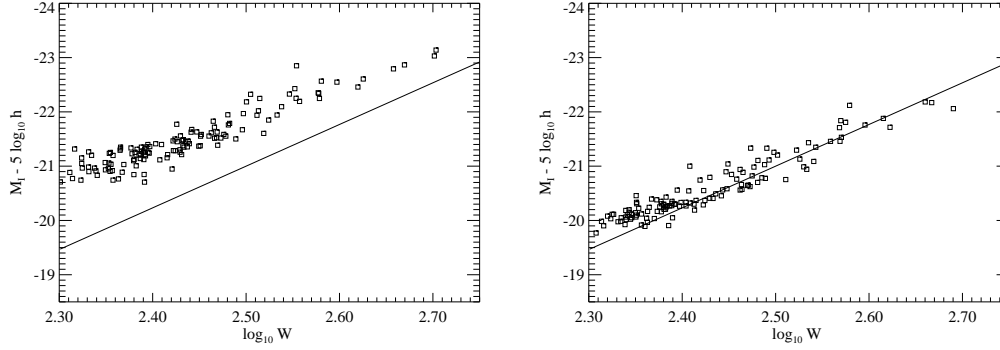


Fig. 7.1: Comparaison des relations de TF à $z=0$ pour les galaxies centrales de morphologie Sb/Sc du sous-ensemble de la simulation Λ CDM choisi en section 2.2 de cette partie, pour le modèle de refroidissement dynamique avec deux fractions de baryons : $f_{\text{bar}} = 0.12$, à gauche, et $f_{\text{bar}} = 0.08$, à droite.

1000 halos \mathcal{H} aléatoirement extraits de la simulation et tels que : $100 < V_{200} < 300 \text{ km s}^{-1}$ (aussi utilisés dans la section 2.2 du deuxième chapitre de cette partie). La relation de Tully-Fisher pour le modèle standard est rappelée ci-dessous sur la Fig. 7.5. Pour les deux fractions de baryons, la pente de la relation est approximativement la même que dans le modèle “standard”, mais la dispersion augmente nettement, une conséquence des histoires de fusion propres à chaque halo sélectionné à $z = 0$. La fraction de baryons de référence donne une normalisation trop lumineuse par $\sim 0.7 \text{ mag.}$ à L_* .

Le tableau 7.1 donne les masses moyennes de gaz, les masses moyennes stellaires (unités $10^{10} M_{\odot}$), les magnitudes moyennes ($M - 5 \log h$) dans les bandes B, V, I pour les galaxies centrales (Sb/Sc et $V_{\text{disque}} \sim 220 \text{ km s}^{-1}$) du sous-ensemble de halos \mathcal{H} , dans le cas d’une évolution suivie avec l’algorithme semi-analytique standard (première ligne) et avec les trois extensions considérées ici (lignes suivantes). La dernière colonne donne $M_B - 5 \log h$ pour la galaxie centrale du halo le plus massif de la simulation.

La comparaison entre les trois premières lignes du tableau, modèle standard et modèle avec refroidissement dynamique pour deux fractions de baryons, montre l’excès par un facteur 2 de masse stellaire pour une fraction de baryons par défaut. La luminosité de la GPL de l’amas le plus massif est toujours excessive pour $f_{\text{bar}} = 0.08$, malgré la suppression de la formation stellaire quiescente, qui a été conservée du modèle statique.

Le traitement dynamique a finalement une forte influence sur la normalisation en luminosité d’une galaxie centrale d’un halo de la taille de celui de la Voie Lactée. Si le modèle décrit sans doute mieux le processus de refroidissement que le modèle statique, le gain en fraction de baryons s’accompagne d’une relation de TF dégradée, et de GPL toujours trop lumineuses, le problème qu’il était supposé résoudre en premier lieu.

Tab. 7.1: Comparaison de la masse stellaire M_* , de la masse de gaz froid M_{gaz} (en unités $10^{10} M_\odot$), et des magnitudes moyennes $M - 5 \log h$ dans les bandes B, V, I , tenant compte de l’extinction, des galaxies centrales (similaires à la Voie Lactée) d’un sous-ensemble de halos de la simulation ΛCDM , pour le modèle standard et les améliorations considérées dans le texte. La dernière colonne donne la magnitude M_B pour la galaxie centrale du halo le plus massif de la simulation, après prise en compte de l’atténuation par les poussières.

| Modèle | M_* | M_{gaz} | M_B^a | M_V^a | M_I^a | $M_{B,\text{GPL}}$ |
|-----------------------------------|-------|------------------|---------|---------|---------|--------------------|
| Standard | 9.3 | 1.05 | -20.02 | -20.75 | -22.01 | -23.6 |
| Dynamique $f_{\text{bar}} = 0.12$ | 18.2 | 1.08 | -21.64 | -22.09 | -22.87 | -25.9 |
| Dynamique $f_{\text{bar}} = 0.08$ | 9.4 | 0.64 | -20.98 | -21.41 | -22.18 | -25.1 |
| Evolution chimique ^b | 4.1 | 0.74 | -19.8 | -20.50 | -21.68 | -24.1 |
| Evolution chimique | 9.4 | 0.96 | -20.00 | -20.75 | -22.05 | -23.4 |
| “Starbursts” | 8.45 | 0.87 | -20.10 | -20.80 | -22.01 | -24.6 |

^a $M - 5 \log h$

^bparamètres de C00

7.2 Traitement de la métallicité

L’enrichissement en métaux du gaz chaud des halos des galaxies et des amas est avéré : la métallicité moyenne du plasma des amas les plus massifs est de l’ordre de $Z = 0.3 \times Z_\odot$. Par ailleurs, dans le voisinage solaire, une grande fraction d’étoiles F et G ont une métallicité $Z \gtrsim 0.3Z_\odot$. L’inclusion de l’évolution chimique dans le modèle SA devrait donc influencer non seulement les quantités de baryons refroidis et disponibles pour la formation stellaire, à un redshift donné, *mais aussi* les propriétés photométriques des populations.

Sous l’algorithme SA standard des chapitres précédents, le gaz chaud se refroidit avec l’hypothèse d’une métallicité primordiale supposée constante. En relaxant cette contrainte et en incluant un schéma consistant d’évolution, on s’attend aussi à pouvoir diminuer la fraction de baryons requise pour obtenir une normalisation suffisante en luminosité.

On ne présente pas d’étude détaillée de la variation de f_{bar} avec les paramètres du modèle d’évolution chimique présenté dans ce qui suit : ce travail est à venir et on se limitera à la description du modèle et à deux exemples. On rappelle toutefois que les simulations mentionnées au paragraphe 2.3.1 du deuxième chapitre, avec l’algorithme SA standard et l’hypothèse d’une métallicité du gaz chaud constante à $Z_{\text{chaud}} = Z_\odot/2$ au lieu d’une composition primordiale, et une formation stellaire “standard”, à métallicité solaire, n’ont pas permis de compenser pour une fraction de baryons éventuellement plus faible que les valeurs nominales, pour la même normalisation de luminosité sur la relation de TF. En outre dans ce cas, les valeurs de l’efficacité de la formation stellaire α et de l’efficacité du recyclage par les SNe ϵ diffèrent des valeurs de référence.

La Fig. 7.2 est extraite de C00 ; elle décrit le modèle d’évolution chimique des galaxies dans leur algorithme semi-analytique. On a rapidement discuté dans le chapitre 4 de la première partie les similitudes entre le modèle de “Durham” et de “Munich” en termes de modélisation

du refroidissement du gaz, de la formation stellaire, et du recyclage par les SNe. On précise ici les notations utilisées sur la Fig. 7.2, et l'adaptation de la partie chimique du modèle de C00 à notre algorithme SA.

On greffe le schéma de C00 sur nos deux modes de formation stellaire, quiescent et “starburst”. Dans ce dernier cas, on a procédé à quelques simplifications : le modèle suppose que la totalité du gaz froid présent immédiatement après la fusion est consommé sur une durée de 10^8 ans. Suivant K99, on négligera la rétroaction des SNe du “starburst” sur le gaz froid en cours d'utilisation, ainsi que la pollution du gaz chaud suite au recyclage du gaz froid enrichi. Toutefois, la possibilité de pollution “directe” du gaz chaud par une fraction e du yield stellaire est conservée : voir la Fig. 7.2.

On n'ajoutera l'ensemble des masses retournées dans le réservoir de gaz froid par la formation stellaire du starburst (e.g. vents stellaires) qu'à la fin de l'épisode de “starburst”. La métallicité des étoiles formées lors du burst est celle du gaz froid du disque galactique immédiatement après la fusion.

Sur la Fig. 7.2, $\psi = \dot{M}_{*,\text{disque}}$ est le TFS du disque, $\beta = 4/3 \epsilon \eta_{\text{SNe}} E_{\text{SNe}}/V_c^2$ est le facteur de proportionnalité, pour un halo donné, du flux de gaz recyclé au TFS, R est la fraction de masse retournée dans le gaz froid du milieu interstellaire suite à la formation stellaire, par exemple due à la contribution des vents stellaires, ou de la masse des SNe hors “rémanants”, p est le “yield”, défini comme la fraction de masse retournée par une génération d'étoiles sous forme de métaux, et e départage la quantité de métaux nouvellement créés entre le gaz froid et le gaz chaud. Les lignes continues et en tirets donnent respectivement les flux de masse totaux et de la composante métallique seule :

- gaz chaud \iff gaz froid : le refroidissement du gaz chaud $\dot{M}_{\text{refroidi}}$ est calculé à partir d'une métallicité Z_{chaud} . Le flux de masse du gaz froid recyclé par les SNe a une métallicité Z_{froid} .
- gaz froid \iff étoiles : la formation stellaire se fait à $Z = Z_{\text{froid}}$, la masse retournée contribue avec le yield à un enrichissement de masse métallique $p(1-e)\psi$ de l'ISM.
- étoiles \iff gaz chaud : une masse $p e \psi$ des métaux nouvellement produits lors de la formation stellaire peut enrichir le gaz chaud.

On adopte dans un premier temps comme valeurs initiales les paramètres du modèle de référence de C00, pour une cosmologie Λ CDM : $R = 0.31$, $p = 0.02$, $e = 0$. C00 soulignent que pour une fonction de masse stellaire initiale théorique (FMI) donnée, la fraction recyclée R peut être connue avec précision. Toutefois, ils utilisent une FMI de Salpeter, et considèrent la formation “stellaire” de naines brunes, qui ne contribuent pas à la luminosité, alors que notre modèle photométrique suppose une FMI de Scalo. Par contre, même pour une FMI connue, le yield p est incertain par au moins un facteur 2. C00 déterminent sa valeur à partir de la métallicité stellaire moyenne observée pour les galaxies elliptiques de luminosité L_* (cf. Zaritsky et al. 1994) : $Z_* \sim Z_{\odot}$ en supposant $Z_{\odot} = 0.02$.

Le panneau gauche de la Fig. 7.3 montre la relation de Tully-Fisher obtenue avec le modèle d'évolution chimique pour les galaxies centrales Sb/Sc identifiées dans le sous-ensemble de halos \mathcal{H} choisi ci-dessus. Tous les paramètres “standard” ont été maintenus à leur valeur “optimale”. La normalisation trouvée dans ces conditions est trop faible en raison d'une valeur inadaptée de R , ce qui n'est pas surprenant vu les différentes FMI utilisées, et en raison de $e = 0$ qui supprime la contribution directe des métaux du yield stellaire au gaz chaud : ce dernier s'enrichit uniquement par le recyclage du gaz froid pollué.

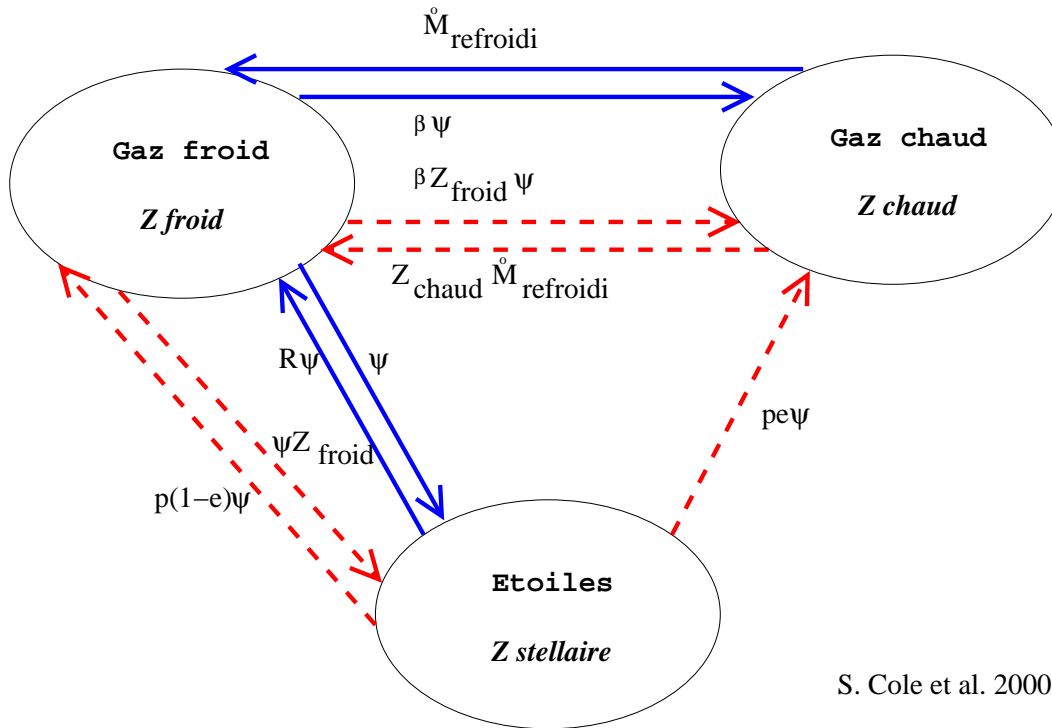


Fig. 7.2: Diagramme extrait de C00 montrant leur traitement de l'évolution chimique d'un ISM à deux phases (les métaux sont considérés globalement) dans leur algorithme semi-analytique. Les lignes continues représentent le transfert de la masse (incluant les métaux) et les lignes en tirets le transfert de la masse des seuls métaux.

On ne fera pas d'étude détaillée en augmentant notre espace des paramètres avec R , p et e . Le lecteur est renvoyé à C00 pour un aperçu des variations en fonction de la FMI et de la fraction de naines brunes, par exemple. Toutefois, le panneau droit de la Fig. 7.3 montre la relation de TF pour notre modèle de référence et le choix $R = 0$, $p = 0.05$ et $e = 0$; on trouve empiriquement, et c'est raisonnable, que la fraction de masse recyclée R a une forte influence sur la normalisation de la TF : c'est une deuxième source d'approvisionnement en gaz froid. On retrouve, avec une valeur du yield élevée, la normalisation observée en luminosité pour les galaxies L_* spirales. La dispersion sur la relation de TF n'est pas sensiblement modifiée par rapport au modèle standard.

On vérifie sur la Fig. 7.4 les métallicités Z stellaires pour les galaxies elliptiques (histogramme continu), du gaz froid pour les galaxies spirales (tirets), et du gaz chaud du halo des galaxies elliptiques (pointillés), pour les galaxies centrales du sous-ensemble \mathcal{H} de la simulation Λ CDM. Le seuil de séparation entre galaxies "elliptiques" et "spirales" est à un rapport de luminosité bulbe/total $B/T = 0.6$ en bande B . On a utilisé *notre* choix de paramètres d'évolution chimique. La ligne verticale continue est la valeur observée dans la population stellaire des galaxies elliptiques L_* à $Z = 0.02$. L'accord est raisonnable pour les halos M_* , mais est invalidé aux masses plus élevées : avec les mêmes paramètres, l'histogramme alterné

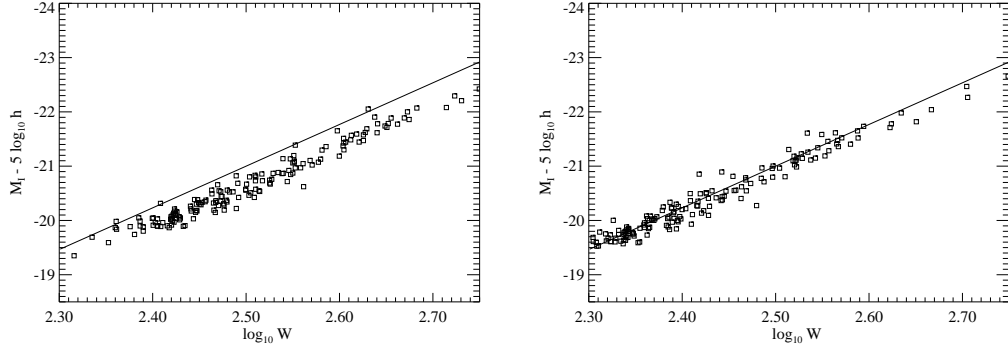


Fig. 7.3: Relations de TF pour le modèle incluant l'évolution chimique (selon C00), pour un sous-ensemble de galaxies de la simulation Λ CDM. Les panneaux de gauche et droite correspondent respectivement à $R = 0.31$, $p = 0.02$, $e = 0$, (paramètres du modèle de référence de C00), et à $R = 0$, $p = 0.05$, $e = 0$. Les autres paramètres libres sont à leurs valeurs nominales.

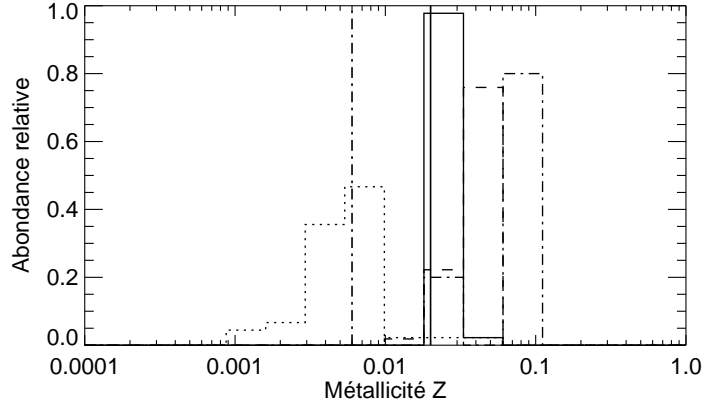


Fig. 7.4: Distribution de la métallicité stellaire (ligne continue, pour les galaxies elliptiques), du gaz chaud du halo (pointillés, pour les halos des Es) et du gaz froid (tirets, pour les Sps) pour les galaxies centrales du même sous-ensemble de halos de la simulation Λ CDM que précédemment. La ligne verticale continue donne $Z = Z_{\odot}$, valeur moyenne observée pour la métallicité stellaire des elliptiques L_* . L'histogramme alterné est la métallicité du gaz chaud des halos *les plus massifs*, largement supérieure à la valeur observée (ligne verticale alternée).

donne la métallicité du gaz chaud dans cinq halos des plus massifs (avec $V_{200} \geq 800 \text{ km s}^{-1}$), elle est largement supérieure à $Z_{\text{chaud}} \sim 0.3 Z_{\odot}$ observée dans les amas (ligne verticale alternée).

Les 4^e et 5^e lignes de la table 7.1 donnent les quantités moyennes pour les galaxies centrales de type Voie Lactée parmi le sous-ensemble \mathcal{H} où on a introduit l'évolution chimique.

. Les différences restent limitées entre les deux cas et par rapport aux valeurs standards. Néanmoins, les paramètres de C00 donnent des masses et des luminosités trop faibles pour les galaxies TF centrales de \mathcal{H} , alors que la galaxie centrale du halo le plus massif de la simulation est de 0.5 magnitude plus lumineuse que le cas standard.

En résumé, notre choix très simple de paramètres pour ce modèle d'évolution chimique permet de retrouver des valeurs nominales pour la luminosité des galaxies centrales similaires à la Voie Lactée, diminue légèrement la luminosité des galaxies les plus brillantes des amas, et conduit à une relation de TF identique à celle du modèle standard. Ceci a été accompli modulo un yield élevé et des valeurs excessives pour la métallicité du plasma des amas simulés. Parce que l'on n'a pas itéré sur les paramètres R , p , et e , il est difficile de quantifier davantage les améliorations apportées par l'abandon des hypothèses que (1) le plasma se refroidit toujours à métallicité primordiale et (2) les étoiles se forment avec $Z_* = Z_\odot$.

7.3 Efficacité de la formation stellaire lors des fusions

Jusqu'ici, on a supposé que l'ensemble du gaz froid du disque galactique est converti en étoiles lors d'une fusion majeure (voir l'alinéa 4.3.3.7 de la première partie), et qu'une fusion mineure n'induit pas de formation stellaire. Ce traitement peut paraître trop abrupt à la mesure de ce qu'il est possible de déduire des simulations hydrodynamiques. Pour leur construction d'une population semi-analytique de LBG à $z \sim 3$, SPF développent une modélisation de l'efficacité des "starburst" dans le cas de fusions majeures *et* mineures, en calibrant sur une série de simulations de fusion de galaxies (notamment Mihos & Hernquist 1994, 1996; Walker et al. 1996).

Le modèle original de SPF inclut une loi exponentielle décroissante pour le TFS durant le starburst. Cette loi est simplifiée en supposant un TFS constant, mais en reprenant les deux paramètres caractéristiques de SPF :

- l'efficacité du starburst e_{burst} : elle détermine la fraction de gaz froid effectivement consommée par le starburst. Suivant SPF :

$$e_{\text{burst}} = f_{\text{burst}} (M_{\text{sat}}/M_{\text{central}})^{\alpha_{\text{burst}}} \quad (7.2)$$

où M_{sat} et M_{central} sont les masses totales (baryons et DM) du satellite et de la galaxie centrale respectivement, et $f_{\text{burst}} = 0.75$ et $\alpha_{\text{burst}} = 0.18$ sont deux constantes obtenues avec les résultats des simulations hydrodynamiques (voir SPF). On prendra ces constantes *identiques* pour des fusions majeures et mineures.

- la durée du starburst $t_{\text{burst}} = 4\sigma_{\text{burst}}$ en suivant la notation de SPF. SPF évaluent σ_{burst} en prenant le plus grand des temps dynamiques des deux disques galactiques, et arrêtent toute formation stellaire après $4\sigma_{\text{burst}}$. Dans notre adaptation simplifiée, on a repris cette valeur pour la durée de l'ensemble du starburst, sachant que (1) elle n'influe pas sur la quantité d'étoiles formées durant le starburst et que (2) la différence au niveau du TFS qui résulterait de l'application de la loi exponentielle serait moyennée par l'algorithme SA, dans son implémentation actuelle, *avec* la formation stellaire quiescente, sur la totalité de l'intervalle de redshift où se déroule le starburst, sauf si celui-ci se poursuit sur deux intervalles consécutifs, auquel cas la valeur retournée à la fin du premier intervalle de redshift est exactement celle du starburst. Enfin, par simplicité on choisit pour σ_{burst} le temps dynamique du halo de DM de la galaxies centrale.

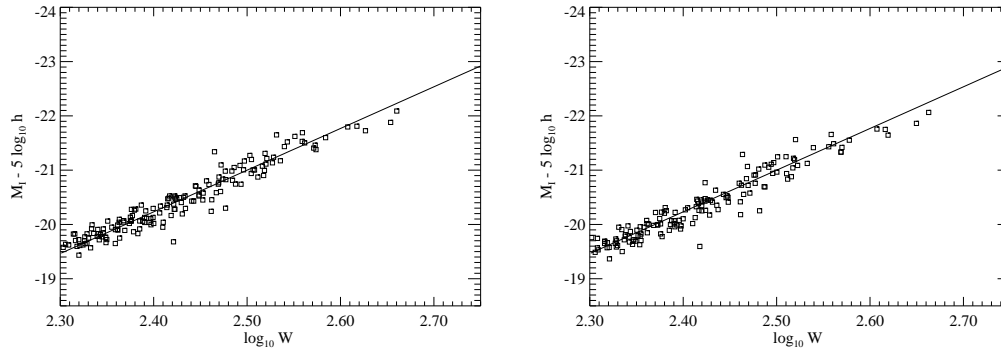


Fig. 7.5: Relations de TF pour l’algorithme standard (à gauche) et le modèle avec prise en compte de l’efficacité des starburst, y compris mineurs, à droite, pour les galaxies idoines du même sous-ensemble de halos de la simulation Λ CDM que précédemment.

Les paramètres précédents sont calculés pour chaque épisode de starburst, qui peuvent se superposer : dans l’algorithme semi-analytique, chaque galaxie dispose ainsi d’une liste de starburst “en cours”, et le TFS effectif est la somme des TFS individuels. Cette linéarité est purement artificielle, mais elle nous semble adéquate pour obtenir un premier exemple qui reste qualitatif.

La Fig. 7.5 donne la relation de TF obtenues avec ce traitement des starburst. La pente et la normalisation globale sont très similaires au cas standard, mais la dispersion est légèrement plus élevée, un résultat attendu. Les valeurs moyennes pour ce modèle (dernière ligne du tableau 7.1) montrent que, si les masses sont semblables aux valeurs standards, les luminosités sont plus élevées dans le modèle avec starburst, en particulier pour la GPL de la simulation. Comme le nombre et la distribution en masse des fusions de galaxies sont *identiques* au cas standard, car les initialisations des algorithmes pseudo-aléatoires utilisés pour l’attribution des excentricités des orbites des galaxies satellites n’ont pas été modifiées, l’efficacité non nulle de la formation stellaire lors des fusions *mineures* compense et domine l’efficacité diminuée des starburst des fusions majeures.

7.4 Conclusion

On a présenté dans ce chapitre quelques extensions possibles du modèle semi-analytique de K99 qui sont facilement implémentables. Elles ont été motivées par leurs auteurs soit (1) pour résoudre un problème connu de la modélisation semi-analytique, c’est le cas du refroidissement dynamique de SP99, bien que, même avec ce modèle, notre simulation Λ CDM avec une normalisation correcte pour la relation de TF produise des galaxies trop lumineuses au centre des amas majeurs, soit (2) pour obtenir une vision intégrée de la plus grande partie possible des phénomènes physiques associés à la formation des galaxies et pour pouvoir reproduire plus précisément les observations (voir les FL en bande b_j de la figure 5 de C00), soit (3) pour tester une hypothèse par exemple sur la nature des processus responsables de la luminosité observée des LBG à $z \sim 3$ (SPF).

Les deux premières extensions que l'on a considérées se placent dans le but de résolution de problèmes inhérents à l'algorithme de K99. Cependant, l'hypothèse que les flux tardifs de gaz froid sur les galaxies centrales des amas massifs ne forment pas d'étoiles n'a pas pu être supprimée avec le modèle de refroidissement dynamique. De plus, l'inclusion du schéma d'évolution chimique n'enrichit pas suffisamment le plasma du halo pour obtenir un taux de refroidissement notablement plus élevé que dans le cas d'un gaz de composition primordiale constante, et ne permet pas, avec les valeurs de R , p et e choisies, de diminuer la fraction de baryons en gardant la même normalisation pour la relation de TF. On souligne cependant que l'on n'a pas fait d'étude de l'espace des paramètres du modèle d'évolution chimique, et qu'il est prématuré de conclure à l'impossibilité de diminuer f_{bar} de cette manière.

La troisième extension a été entreprise suivant SPF dans le cadre de l'utilisation future des simulations contraintes à grand z . Leur but est de comparer les longueurs de corrélation des galaxies simulées à $z \sim 3$ aux observations récentes des LBG, en explorant plusieurs modes de formation stellaire différents, et d'en déduire des contraintes sur les modèles de formation des galaxies. Ce travail a été abordé par Wechsler et al. (2001), en combinant les simulations *GIF* de matière noire avec l'algorithme semi-analytique de SP99 et de SPF ; les données ne leur permettent pas de distinguer entre un modèle où les LBG sont les précurseurs déjà assemblés des galaxies L_* observées à $z = 0$, et où la formation stellaire est majoritairement quiescente, et un modèle où la formation stellaire est plus "stochastique" et avec une luminosité en UV des galaxies qui est alors dominée par les starburst provoqués par la fusion de galaxies de masses diverses.

Compte tenu de la résolution des simulations contraintes, qui sera au mieux celle des simulations du modèle non-gaussien présenté dans la partie suivante, il semble, par exemple en considérant les relations de TF assez similaires au résultat de l'algorithme standard, que ces améliorations soient bien résumées par les hypothèses faites pour le calcul des quantités analysées dans les chapitres précédents. Ce n'est pas une conclusion stricte toutefois : davantage de tests semblent utiles à des magnitudes proches de la limite de résolution pour vérifier l'influence possible sur les objets les plus faibles comme les galaxies centrales de halos avec $V_{200} < 100 \text{ km s}^{-1}$, mais la convergence à L_* paraît acquise.

Finalement, à nos limites de résolution, l'inclusion de l'évolution chimique fournit une information supplémentaire, mais au prix de paramètres libres additionnels à ajuster sur les observations.

En fait, les simulations contraintes de la distribution de matière noire dans l'Univers Local constituent un laboratoire idéal pour le test de nouvelles implémentations de processus physiques dans la modélisation de la formation des galaxies, parce qu'elles donnent la possibilité de confronter, à $z = 0$, les résultats obtenus sous le paradigme CDM gaussien à un ensemble de données variées et relativement sûres.

Troisième partie : une alternative non-gaussienne pour la formation des structures

L'astronomie et les mathématiques pures sont les pôles magnétiques vers lesquels mon esprit pointe invariablement.

Carl Friedrich Gauss, *Correspondance*

Dans la partie précédente, on a traité la formation des galaxies sous deux cosmologies du paradigme CDM gaussien, en confrontant aux observations les populations artificielles obtenues à partir de simulations non collisionnelles de matière noire, contraintes pour reproduire les structures de l'Univers Local. On a montré que, même si les représentations semi-analytiques restent imparfaites, en particulier au niveau de la fonction de luminosité en bande b_j et de la distribution de luminosité des galaxies brillantes des amas étudiés individuellement, les deux modèles cosmologiques réussissent, sur des échelles de $\sim 10 h^{-1}$ Mpc, à reproduire raisonnablement bien les grandes structures tracées localement par des catalogues de galaxies comme le *PSCz* ou l'*UZC*, dans les domaines IR lointains ou optiques respectivement. On peut considérer que les points d'achoppement restants sont plutôt des détails dus à certaines hypothèses faites pour la modélisation de processus essentiels dans la formation de galaxies mais encore peu connus, comme par exemple la rétroaction des SNe sur le gaz froid des disques galactiques.

Avec ce bémol, la réussite de l'ensemble de la reconstruction numérique de l'Univers Local à partir de conditions initiales gaussiennes de spectre de puissance approprié peut être vue comme un test supplémentaire passé avec succès par le paradigme *gaussien adiabatique* CDM. Comme souligné par Peebles, qui s'est efforcé de développer des modèles cosmologiques alternativement viables, s'il est naturel de tester un maximum de prédictions du paradigme standard en les confrontant aux observations, il est aussi sain d'explorer d'autres voies en parallèle.

L'application d'un schéma semi-analytique de formation des galaxies dans une cosmogonie isocourbure à matière noire froide (ICDM) proposée par Peebles (1999a,b) est justifiée dans la mesure où elle s'inscrit dans cette seconde optique. On ne présentera toutefois pas les résultats du schéma semi-analytique ici, mais ce travail constitue la suite immédiate des analyses effectuées dans cette partie, qui seront restreintes à la *distribution de la matière noire*.

Les mesures de *BOOMERANG* ont certes invalidé le modèle ICDM mais s'il ne forme plus, dans sa forme initiale, une alternative possible à la cosmologie Λ CDM, il reste intéressant comme "cas d'école", avec une densité de probabilité fortement non-gaussienne pour les surdensités initiales de matière noire. En particulier, il est intéressant de voir (1) quels aspects simples de la formation et de l'évolution des structures (2) quels tests statistiques à un ou deux points de la distribution des amas massifs, et ultérieurement (3) quelles mesures de la formation et de l'évolution des galaxies sont sensibles au caractère fortement non-gaussien du modèle et sont les plus efficaces pour invalider ce type de conditions initiales sur la base des catalogues locaux. De plus, un certain nombre de prédictions analytiques simples ont déjà été calculées pour un modèle générique avec une DP de masse initiale similaire à celle du cas ICDM. Les simulations permettent aussi de valider ces résultats.

Dans un premier chapitre, on introduit notre travail sous une perspective chronologique d'étude de modèles non-gaussiens et de comparaison aux observations. On décrit qualitativement les caractéristiques du modèle Λ CDM qui nous concernent. Le second chapitre étend brièvement le travail analytique en proposant un modèle simple de calcul du biais des halos de DM à $z = 0$ dans cette cosmologie. Les simulations numériques proprement dites sont abordées dans les chapitres 3 et 4, avec respectivement un aperçu de la construction des conditions initiales et la présentation de résultats immédiats sur la distribution de la DM à l'époque actuelle. Les statistiques sur la distribution des amas mesurée dans les simulations sont comparées aux prédictions analytiques dans le chapitre 5.

1

Introduction au modèle isocourbure CDM

Résumé

Une majeure partie des modèles non-gaussiens proposés au début des années 1980 supposent la présence de défauts topologiques comme sources des fluctuations de densité de matière noire. Ils ont été largement invalidés avec les résultats de *COBE* et des expériences ultérieures de mesure des anisotropies du CMB. Toutefois, des “cas d'école” non-gaussiens ont continué à être analysés à l'aide de simulations numériques, puis comparés aux simulations gaussiennes sur la base d'outils standard, comme la fonction de probabilité des vides. On rappelle les travaux pionniers sur ces thèmes. En fait, des modèles non-gaussiens où les surdensités de DM sont engendrées par les fluctuations quantiques de champ(s) scalaire(s) durant la phase d'inflation peuvent satisfaire les contraintes du CMB mesurées par *COBE* et certains sous-ensembles sont aussi en accord avec les données *BOOMERANG*. Le cas Λ CDM est en accord avec les contraintes *COBE* et les mesures diverses et encore approximatives du premier pic acoustique disponibles en 1998. Pour rester bref, on ne rappellera pas *in extenso* les mécanismes mis en jeu durant l'inflation pour obtenir des fluctuations non-gaussiennes, isocourbures et de spectre de puissance voulu : on renvoie le lecteur à Peebles (1999a) pour un traitement exhaustif. La première section d'introduction à ce chapitre théorique revient sur les processus proposés pour générer les fluctuations de densité de matière noire à grand z . Le modèle Λ CDM en χ^2 de Peebles est abordé qualitativement dans la deuxième section. La troisième section regroupe les contraintes observationnelles satisfaites par le modèle Λ CDM, certaines d'entre elles par construction, et la quatrième section conclut en rappelant brièvement les motivations de notre étude numérique qu'elle replace dans une perspective chronologique.

1.1 Introduction : rappels sur les fluctuations primordiales

On a vu dans le deuxième chapitre de la première partie que le paradigme standard de formation des structures procède par amplification gravitationnelle et collapse de petites surdensités initiales, et que la densité de probabilité (DP) en un point du champ de surdensité présent à grand z y est supposé gaussienne. C'est le cas, par exemple, dans le modèle d'inflation le plus simple, où les fluctuations quantiques du champ qui provoque l'inflation se figent et sont amenées à des échelles macroscopiques par un très grand facteur d'expansion (Kolb & Turner 1990). Les fluctuations des différents acteurs dynamiques sont généralement supposées adiabatiques par simplicité : c'est par exemple le cas des modèles Λ CDM et τ CDM. Les qualificatifs "adiabatique" et "isocourbure" ont été définis dans le deuxième chapitre de la première partie, où on a donné l'exemple d'un fluide à deux composants.

Des alternatives possibles incluent des formes plus complexes d'inflation, et les défauts topologiques qui peuvent tous deux engendrer une DP en un point de la surdensité de DM qui est non-gaussienne à grand z . Bien qu'on ait remarqué assez tôt (Dressler 1980; Peebles 1983) que le caractère non-gaussien puisse être d'intérêt pour un modèle de formation des galaxies, ces schémas ont été négligés par les études numériques récentes, aussi en raison des difficultés des défauts topologiques pour reproduire les fluctuations du CMB, même avant les résultats de *BOOMERANG*.

Si elle est asymétrique, avec un troisième moment D_3 positif, de sorte à favoriser les grandes surdensités, une distribution non-gaussienne autorise une collapse précoce des halos de DM massifs, en comparaison d'un modèle gaussien avec le même spectre de puissance et la même normalisation pour la densité de matière noire. Les fluctuations non-gaussiennes sont souvent supposées isocourbures avec une densité totale d'énergie uniforme, mais une entropie par particule de DM variable ; il est cependant aussi possible de générer des fluctuations non-gaussiennes adiabatiques (Salopek 1999, par exemple). Les fluctuations isocourbures peuvent être générées par la combinaison de plusieurs champs scalaires présents durant l'inflation, ou lorsque les densités d'énergie des défauts topologiques sont contrebalancées par des fluctuations de densité opposées dans la matière "ordinaire". Il faut toutefois noter que les fluctuations isocourbures peuvent aussi montrer une DP de densité gaussienne, par exemple lorsqu'un champ d'axions hypothétique (mais dont la présence est possible dans le cadre du modèle standard des particules élémentaires) acquiert soudainement de la masse lors de la transition de phase associée à la QCD, bien après que l'inflation soit terminée (Efstathiou 1990).

1.2 Le modèle ICDM avec densité de probabilité en χ^2

1.2.1 Aperçu global

1.2.1.1 Champs scalaires χ , ϕ et ψ

Le modèle non-gaussien ICDM proposé par Peebles (1999a,b, dans la suite P99a,P99b) met en jeu trois champs scalaires. La densité d'énergie durant l'inflation est dominée par l'énergie associée à l'inflaton χ . Le potentiel de χ est choisi de manière *ad hoc* pour que l'inflation se déroule selon une loi de puissance en t , avec une valeur H du paramètre de Hubble constante. Ceci permet ultérieurement dans le modèle d'obtenir un spectre de puissance des

fluctuations de CDM proche d'une loi de puissance. Le potentiel de χ , son évolution dans un univers en expansion et la densité d'énergie associée s'écrivent respectivement :

$$V_\chi = \frac{M^2}{\epsilon t_*^2} e^{-\chi/M} \quad \text{et} \quad a(t) \propto t^{1/\epsilon} \quad (1.1)$$

$$\frac{d^2\chi}{dt^2} + \frac{3}{\epsilon t} \frac{d\chi}{dt} = -\frac{dV}{d\chi} \quad (1.2)$$

$$\rho = \frac{\dot{\chi}^2}{2} + V_\chi \quad (1.3)$$

La formation des structures est due aux fluctuations de la CDM, qui est ici le “rémanant” de la densité d'énergie à “bas redshift” (après la fin de l'inflation) d'un second champ scalaire ϕ , non couplé à χ , mais couplé au niveau de la densité d'énergie potentielle à un troisième champ scalaire ψ qui est supposé *homogène mais non constant*.

On va voir que le but du champ ψ est d'infléchir le spectre de puissance de ϕ à partir du cas invariant d'échelle isocourbure, de façon à obtenir un spectre plus bleu (moins raide) qui soit en accord avec les observations du spectre mesuré de la distribution des galaxies, par exemple par Sutherland et al. (1999), aux échelles d'intérêt pour la formation des structures. Notons qu'aux échelles $R \lesssim 10 h^{-1}$ Mpc, pour $\Omega_0 = 0.2$ et $h = 0.7$, la fonction de transfert pour des fluctuations isocourbures de la composante CDM est telle que $T_{\Lambda\text{CDM}}(k) \sim 1$ (voir Bardeen et al. 1986 et la Fig. 2.2 du deuxième chapitre de la première partie).

Aux échelles plus petites, le spectre de ϕ sera naturellement plus rouge, de façon à converger et à pouvoir définir la densité de masse de la CDM selon :

$$\rho(\vec{x}) = \frac{1}{2} m^2 \phi(\vec{x})^2 \quad (1.4)$$

où m , la masse de ϕ , est un des paramètres libres du modèle d'inflation.

A part l'ajustement des paramètres cosmologiques (essentiellement Ω_0), une grande partie du travail de P99a a consisté à choisir les paramètres du modèle d'inflation pour :

- obtenir la *pen*té correcte ($n_\rho \sim -1.8$) du spectre de ϕ^2 à $k \sim 0.1 h \text{ Mpc}^{-1}$
- s'assurer que les *fluctuations adiabatiques* figées au niveau des champs χ et ϕ sont *négligeables*.
- obtenir des fluctuations de ϕ non relativistes (matière noire *froide*, CDM) entre l'époque, après la fin de l'inflation, où les fluctuations figées du champ recommencent à osciller, et $z = 0$.
- aboutir à une densité de masse *raisonnable* pour la CDM à $z = 0$.

Dans ce qui suit, on rappelle brièvement la façon dont Peebles infléchit le spectre de ϕ à partir de l'invariance d'échelle. On renvoie le lecteur à P99a pour les trois autres points.

Notons que dans la littérature, on rencontre fréquemment les qualificatifs “libre d'échelle” et “invariants d'échelle” utilisés pour des propriétés similaires. Ici, on supposera qu'un spectre “libre d'échelle” est un spectre où aucune échelle caractéristique n'intervient, un exemple évident : un spectre en loi de puissance sur l'ensemble des nombres d'onde, et qu'un spectre

“invariant d’échelle” est un spectre en loi de puissance pour tout k , avec un indice précis dépendant du modèle considéré, adiabatique ou isocourbure, qui traduit une propriété particulière. Celle-ci a été rappelée à l’alinéa 2.3.6.1 du second chapitre de la première partie dans le cas adiabatique.

1.2.2 Spectre de puissance de ϕ et ρ

Dans ce paragraphe, on utilise un système d’unités pratique dans le traitement des hautes énergies : $\hbar = c = k_B = 1$, la masse et la longueur ont respectivement les unités d’une énergie, et de l’inverse d’une énergie.

1.2.2.1 Spectres invariants d’échelle des cas adiabatiques et isocourbures les plus simples

Pour des modèles adiabatiques CDM où les fluctuations de densités $(\delta\rho)_{\text{adiab}}$ sont dues aux fluctuations quantiques du même champ scalaire χ_{adiab} qui domine la densité d’énergie durant l’inflation, et en supposant que la constante de Hubble H reste approximativement constante durant l’inflation, on peut montrer que l’on aboutit à un spectre de puissance des fluctuations qui est quasiment invariant d’échelle : $P_\rho \propto k^n$ avec $n = 1$.

Pour des modèles isocourbures qui combinent plusieurs champs scalaires durant l’inflation, où la densité d’énergie totale est supposée homogène et où la matière noire froide qui domine la densité d’énergie de l’univers pour $z \lesssim 3000$ est le vestige de l’un des champs mis en jeu durant l’inflation, un spectre invariant d’échelle correspond à $n \simeq -3$.

Pour reproduire la pente du spectre de puissance observé de la distribution des galaxies $P_{\text{gal}} \propto k^{-1.8}$, on a mentionné que le spectre des fluctuations de ϕ^2 est “artificiellement” infléchi par rapport à cette invariance d’échelle. Le couplage à ψ se fait par l’intermédiaire du lagrangien des global deux champs :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \psi_{,i} \psi^{,i} + \frac{1}{2} \phi_{,i} \phi^{,i} - \mathcal{V} \quad (1.5)$$

$$\mathcal{V} = \frac{1}{4} \beta \psi^4 + \frac{1}{2} \mu^2 \psi^2 + \frac{1}{2} (\gamma \psi^2 + m^2) \phi^2 \quad (1.6)$$

P99a suppose, avec $\mu \gg m$, que l’évolution de ψ n’est que très peu affectée par son couplage à ϕ . On pose $\Psi = \beta^{1/2} \mu^{-1} \psi$ pour être cohérent avec P99a au niveau des époques où la masse impartie à ϕ par ψ est suffisamment grande ou suffisamment faible par rapport à H . De plus $m \ll H$ durant la phase d’inflation, on sépare alors deux cas :

- $\Psi \gg 1$: l’époque t_1 lorsque ϕ est effectivement massif en raison du couplage
- Ψ a décré avec $\Psi \ll 1$: l’époque t_2 , où ϕ se comporte comme un champ de masse nulle, aussi longtemps que $m \ll H$, il n’oscille plus et l’amplitude des modes qui sont sortis en-dehors de la longueur de Hubble n’est pas amortie par friction contre l’expansion. L’époque caractéristique où $\Psi \sim 1$ se situe dans la phase d’inflation.

1.2.2.2 Explication qualitative du spectre

Le mécanisme d'infléchissement du spectre de ϕ se déduit en résolvant les équations couplées, dans la phase d'inflation :

$$\frac{d^2\psi}{dt^2} + \frac{3}{\epsilon t} \frac{d\psi}{dt} + \beta \psi^3 + \mu^2 \psi = 0 \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} + \frac{3}{\epsilon t} \frac{\partial\phi}{\partial t} + \left(-\frac{\nabla^2}{a^2} + \gamma \psi^2 \right) \phi = 0 \quad (1.8)$$

P99a procède ici au changement de variables de ψ à Ψ pour séparer le comportement de ϕ lorsque $\Psi \gg 1$ et lorsque $\Psi \ll 1$. De plus, il est pratique de décomposer ϕ selon ses composantes de Fourier, en considérant un volume périodique suffisamment grand (rappelons que Ψ est supposé homogène).

Lorsque le champ ϕ_k est encore suffisamment massif par son couplage avec Ψ ou lorsque la longueur d'onde considérée est encore à l'intérieur de la longueur de Hubble : $a(t)/k \ll H(t)^{-1}$, la période d'oscillation du mode ϕ_k est très inférieure au temps de Hubble $H^{-1}(t)$. L'amplitude du mode est alors rapidement atténuée par *frottement contre l'expansion* de l'univers :

$$\phi_k \propto a(t)^{-1} \exp\left(-i \int_0^\tau \omega d\tau\right) \quad (1.9)$$

avec la fréquence :

$$\omega(\tau)^2 = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{k^2}{\mu^2 a_1^2 \tau^{2/\epsilon}} + \frac{\gamma}{\mu^2} \psi^2 \right) \quad (1.10)$$

où a_1 est la valeur du facteur d'expansion lorsque $\Psi \sim 1$ et on a posé $\tau = \epsilon^{1/2} \mu t$.

Les deux cas se déduisent immédiatement :

1. Lorsque $\Psi \gg 1$: le champ ϕ est massif : (1) l'amplitude des modes qui sont intérieurs à la longueur de Hubble décroît en $1/a$ à cause de leur oscillation qui est conduite par les gradients spatiaux du champ : ces derniers dominent la fréquence d'oscillation donnée en 1.10 (2) l'amplitude des modes qui sont de longueur d'onde comparable et supérieure à la longueur de Hubble décroît suite aux oscillations provoquées par la masse due au couplage à Ψ , car la contribution des gradients spatiaux est alors négligeable. La décroissance se poursuit jusqu'à ce que Ψ soit négligeable. Considérons qualitativement deux nombres d'ondes k_1 et $k_2 = 100 k_1$ par exemple, qui sortent de H^{-1} lorsque Ψ est massif. k_1 est le premier mode à sortir, outre l'atténuation subie dans H^{-1} , une fois hors du rayon de Hubble, il y sera atténué davantage que k_2 , simplement parce qu'il y réside plus longtemps jusqu'à ce que sa masse devienne négligeable avec $\Psi \sim 1$. Comparativement au régime où les amplitudes sont figées dès que les modes sortent de rayon de Hubble, on favorise donc ici relativement les longueurs d'onde plus courtes, et l'indice du spectre est plus "bleu" dans ce régime. C'est l'infléchissement du spectre voulu pour les modes d'intérêt pour la formation des structures, à partir de la forme invariante d'échelle.

2. Pour $\Psi \ll 1$: à une époque ultérieure, lorsque Ψ est négligeable, ϕ évolue comme un champ sans masse : à l'intérieur de la longueur de Hubble, les amplitudes ϕ_k sont atténuées en $1/a$ en raison des gradients, alors qu'à l'extérieur de H^{-1} , les amplitudes sont figées. Par rapport au cas précédent, les courtes longueurs d'onde, par exemple k_4 , sont défavorisées par rapport aux grandes longueurs d'onde $k_3 = k_4/100$ et le spectre est plus "rouge" que précédemment, ce qui permet la convergence de la puissance.

1.2.2.3 Variance de ϕ

On peut montrer qu'avec la relation 1.4 ci-dessus :

$$n_\rho = 3 + 2 n_\phi \quad (1.11)$$

n_ρ et n_ϕ sont respectivement les indices du spectre de puissance de la densité de CDM et du champ ϕ :

- pour $\Psi \gg 1$, l'accord avec $n_\rho \sim -1.8$ "déduit" du spectre des galaxies nécessite $n_\phi \sim -2.4$.
- pour $\Psi \ll 1$, on vérifie que $n_\phi \lesssim -3$ pour obtenir la convergence de $\langle \phi^2 \rangle$.

En particulier, si l'infléchissement du spectre est suffisamment brutal entre les deux régimes, on peut définir une longueur de cohérence des fluctuations figées avec la longueur d'onde comobile qui sort du rayon de Hubble à $\Psi \sim 1$ à l'époque a_1 : $x_1 \sim \mu^{-1} \epsilon^{1/2} a_1^{-1}$. La valeur requise pour la longueur de corrélation est donnée par le spectre de puissance de la distribution observée des galaxies, en supposant leur biais $b \sim 1$ par rapport à la CDM. P99a obtient $x_1 = 7 h^{-1}$ pc (comobile), soit six (*sic*) ordres de magnitude en dessous des échelles cosmologiques.

Ayant déterminé la longueur comobile de cohérence, on peut contraindre la variance $\langle \phi_1^2 \rangle$. La densité de masse de CDM associée, à la fin de l'inflation et pour $H \gg m$, avant que ϕ ne recommence à osciller, à l'époque $a = a_m$, est obtenue en intégrant jusqu'à la longueur de cohérence où la puissance totale a suffisamment convergé :

$$\rho_{\phi,1} = m^2 \langle \phi_1^2 \rangle / 2 \sim m^2 \phi_1^2 \sim m^2 k_1^3 P_{\phi_1}(k_1) \quad (1.12)$$

Cette variance reste constante jusqu'à ce que les fluctuations de ϕ , figées depuis la fin de l'inflation, oscillent à $H \lesssim m$. P99a montre qu'alors les fluctuations du champ sont non-relativistes et donc que la variance évolue selon $\langle \phi^2 \rangle \propto a(t)^{-3}$ en densité propre : $\rho(\vec{x})$ se comporte comme une composante de matière noire froide, CDM. Finalement :

$$\langle \phi_1^2 \rangle \propto \langle \phi_0^2 \rangle (a_0/a_m)^3 \quad (1.13)$$

et l'estimation de la densité (propre) de masse cosmologique ρ_0 à $z = 0$ fixe avec $\rho_0 = m^2 \langle \phi_0^2 \rangle$ la variance à la longueur de cohérence $\langle \phi_1^2 \rangle$, si on connaît a_m , qui est donc déterminé par le choix de la cosmologie et de la masse du champ.

1.2.3 Densité de probabilité non-gaussienne

La DP des fluctuations du champ sous-jacent ϕ est gaussienne par construction : elle provient des fluctuations quantiques du champ. Le potentiel quadratique *ad hoc* choisi en 1.6, conduit à la densité de masse explicitée en 1.4 pour la CDM comme vestige figé du champ scalaire. On aboutit à une distribution en χ_1^2 , avec 1 degré de liberté, et fortement non-gaussienne, pour la masse.

La distribution en χ_1^2 a un moment réduit d'ordre 3 positif : la probabilité des événements situés à plus de 3σ est largement augmentée par rapport au cas gaussien.

Suivant Robinson et al. (1998), on peut noter T la mesure de cet écart pour une probabilité non-gaussienne $P_N(y)$ de moyenne nulle et d'écart-type unité :

$$T = \sqrt{2\pi} \frac{\int_3^\infty P_N(y) dy}{\int_3^\infty e^{-y^2/2} dy} \quad (1.14)$$

avec $T=16.3$ pour $P_N = \chi_1^2$.

Pour référence, on note que cette DP de la densité de CDM après l'inflation est similaire à celle du modèle proposé par Linde & Mukhanov (1997) : ils considèrent deux champs scalaires, le premier, l'inflaton, à l'origine des fluctuations adiabatiques, et un deuxième champ à l'origine de fluctuations isocourbures. Ils ne font pas intervenir de champ ψ qui est responsable de l'infléchissement du spectre dans le cas Λ CDM, et contournent le problème en permettant aussi une contribution non négligeable de fluctuations adiabatiques, ce qui facilite dans une certaine mesure l'accord avec les observations du CMB pré-*BOOMERANG*. Précisément, Pierpaoli et al. (1999) contraignent les paramètres du modèle de Linde et Mukhanov sur les anisotropies du CMB, le paramètre de forme Γ du spectre des galaxies, et l'abondance des amas massifs proches. Ils trouvent que seule une très faible composante isocourbure est compatible avec les données.

1.3 Contraintes observationnelles

1.3.1 Paramètres numériques

On a montré au paragraphe précédent, avec $\epsilon \sim 0.1$ fixé, qui est un choix typique dans le cas d'une inflation en loi de puissance, que les masses μ et m des champs ψ et ϕ permettent de fixer respectivement :

- la longueur de cohérence de ϕ (la position de la coupure au niveau du spectre de puissance)
- la variance de ϕ , reliée à la densité de CDM souhaitée à $z = 0$, qui est aussi spécifiée par Ω_0 .

De plus, le rapport γ/β détermine la pente du spectre de puissance de ϕ aux échelles cosmologiquement intéressantes, et il est contraint par l'observation des galaxies.

On a précisé qualitativement l'influence des paramètres libres de l'énergie potentielle du lagrangien donnée par 1.6, à ϵ fixé. P99a montre en outre que pour $\epsilon = 0.1$, les conditions que durant l'inflation :

1. la densité d'énergie du champ χ domine
2. la densité d'énergie de ϕ soit petite devant celle de ψ
3. l'évolution de ψ ne soit presque pas affectée par celle de ϕ

sont conciliables avec le fait que la température est suffisamment froide à la fin de l'inflation pour que les fluctuations adiabatiques *initiales* de ϕ et ψ qui apparaissent au rayon de Hubble actuel soient négligeables devant les $\delta T/T \sim 10^{-5}$ observés. Les anisotropies observées du CMB seront donc entièrement contribuées par les fluctuations isocourbures initiales du modèle.

Un exemple de valeurs retenues par P99a est :

$$\epsilon = 0.1 \quad \gamma/\beta = 3.3 \quad \mu \sim 10^9 \text{ GeV} \quad m \sim 1 \text{ GeV} \quad (1.15)$$

Le choix des paramètres cosmologiques, hors Ω_0 et σ_8 , fait par P99b n'est pas déterminé *explicitement* par le caractère non-gaussien ou isocourbure du modèle, et ils sont proches de ceux du modèle Λ CDM gaussien étudié dans la deuxième partie :

$$\Omega_0 = 0.2 \quad \Omega_{\text{bar}} \lesssim 0.05 \quad \Lambda = 0.8 \quad H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad \sigma_8 = 0.9^1 \quad (1.16)$$

P99a utilise la pente du spectre de puissance observé de la distribution des galaxies pour contraindre durant l'inflation le couplage des deux champs scalaires ϕ et ψ , et P99b normalise les fluctuations de masse selon :

$$P(k) = 6300 h^{-3} \text{ Mpc}^3 \text{ à } k = 0.1 h^{-1} \text{ Mpc} \text{ soit } \sigma_8 = 0.9^1 \quad (1.17)$$

1.3.2 Choix de Ω_0

P99b n'utilise pas les observations des anisotropies du CMB pour construire son modèle, mais il montre seulement un accord approximatif du schéma Λ CDM avec les paramètres donnés en 1.16 avec les données disponibles en 1998.

On a vu que la masse m fixe l'époque à laquelle les fluctuations du champ ϕ figé durant l'inflation recommencent à fluctuer, et que m détermine la densité moyenne de CDM à $z = 0$.

On résume ici la méthode adoptée par P99b pour choisir Ω_0 : elle est liée au biais des galaxies et utilise une alternative à la théorie PS qui peut être qualifiée d' "empirique" pour déterminer la densité des amas massifs. Suivant une pratique courante, la forme et l'amplitude de P_ρ ayant été choisies, P99b détermine Ω_0 à partir de l'abondance des amas massifs observés à $z = 0$. Il compare cette dernière à la fraction de masse dans les objets collapsés à $z = 0$ dans le modèle Λ CDM.

Pour ceci, il emploie une méthode statistique fondée sur l'abondance des pics de densité dans une réalisation numérique du champ de densité *linéaire final* pour obtenir cette fraction de masse. Une approche alternative consisterait à utiliser le formalisme de Press-Schechter étendu au cas non-gaussien, que Robinson & Baker (2000) testent numériquement pour le

¹ $\sigma_8 = 0.8$ dans les simulations

même modèle χ_1^2 , avec un spectre de puissance en $P_\rho(k) \propto k^{-1.8}$, mais sans appliquer de fonction de transfert.

P99b aboutit à la contrainte : $0.003 < f_{\text{amas}} \Omega_0 < 0.009$ où f_{amas} est la fraction de masse contenue dans les amas plus massifs que $4 \times 10^{14} h^{-1} M_\odot$, avec un rayon $r_{\text{amas}} = 7.0 \Omega_0^{-1/3} h^{-1}$ Mpc.

Ensuite, avec une approximation analytique de la variation observée de la variance $\sigma_g(r)$ des fluctuations du nombre de galaxies “optiques” dans des sphères de rayon r (Groth & Peebles 1977), P99b relie σ_g à Ω_0 par l’intermédiaire de r_{amas} , et obtient :

$$\sigma_g = (0.91 \pm 0.09) \Omega_0^{0.3} \quad (1.18)$$

En prenant $\Omega_0 = 0.2$, il vient $r_{\text{amas}} \sim 12 h^{-1}$ Mpc et à cette échelle :

$$0.6 < \sigma_\rho / \sigma_g < 1.0 \quad (1.19)$$

Par conséquent, la distribution des galaxies dans le modèle peut très bien suivre la répartition de la masse, ou être biaisée à un niveau $b_{\text{gal,CDM},12} \sim 1.6$. Si on suppose que le biais est indépendant de r aux grandes échelles, on peut déduire :

$$1 < b_{\text{gal,CDM},8} < 1.6 \quad (1.20)$$

Un catalogue Λ CDM simulé de galaxies optiques devra donc satisfaire 1.20. Notons qu’il n’est pas clair si, pour obtenir l’approximation numérique de la fraction de masse dans les objets collapsés, P99b a utilisé la fonction de transfert Λ CDM.

1.3.3 Accord avec les observations

1.3.3.1 Distribution des galaxies

P99b montre que dans le régime linéaire, les prédictions analytiques du modèle Λ CDM reproduisent raisonnablement les moments d’ordre 2 et supérieurs de la distribution des galaxies :

- par construction le spectre de puissance de la distribution de masse approche les données du *PSCz* (Sutherland et al. 1999) à des échelles de $k \leq 0.1 h \text{ Mpc}^{-1}$, après déduction du spectre de puissance dans l’espace eulérien réel à partir de l’espace de redshift en supposant un paramètre de biais-densité de $\beta = \Omega_0^{0.6} / b_{\text{PSCz}} \sim 0.6$.
- les moments d’ordre 3 et 4 de la distribution projetée des galaxies mesurés sur les catalogues *APM* et *EDSGC* sont reproduits raisonnablement à partir des fonctions de corrélation à 3 et 4 points de la distribution de masse du modèle.

1.3.3.2 CMB

On normalisera dans le troisième chapitre le modèle Λ CDM sur les fluctuations observées par *COBE* à $l \sim 10$. L’accord avec les données disponibles en 1998 est raisonnable, mais ni la position, ni l’amplitude du premier pic acoustique observé par *BOOMERANG* (de Bernardis et al. 2000) ne se retrouvent : la Fig. 1.1 montre les spectres obtenus pour trois fractions de baryons ($\Omega_{\text{bar}} = 0.01, 0.03$ et 0.05) dans le modèle Λ CDM avec une pente initiale

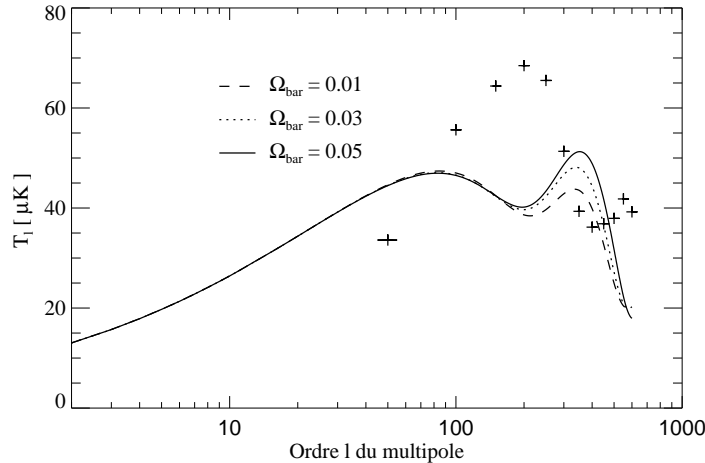


Fig. 1.1: Spectre des anisotropies du CMB du modèle ICDM pour trois fractions de baryons. Les modèles sont normalisés avec les observations de *COBE* à $l \sim 10$. L'indice du spectre de puissance initial est $n = -1.78$. Les croix donnent une *estimation* des résultats de *BOOMERANG*.

$n_\rho = -1.78$ à la sortie de l'inflation. Le choix de cette pente, plutôt que $n_\rho = -1.8$, sera expliqué avec la normalisation des simulations numériques. On note ici que l'infléchissement par rapport à la valeur originale de P99a est faible; de plus, les aspects numériques mentionnés dans le troisième chapitre de cette partie rendent une telle précision caduque : on emploiera $n_\rho = -1.8$ dans les simulations, et la valeur analytique plus précise n'est utilisée que sur ce tracé. Les spectres sont normalisés à $l = 10$ sur les observations de *COBE*. Les croix montrent les valeurs déduites de *BOOMERANG*. Les prédictions ont été obtenues avec CMBFAST² (Seljak & Zaldarriaga 1996).

La différence avec les données récentes est un problème générique des fluctuations isocourbures : on renvoie le lecteur à l'introduction de Hu 1999 pour une explication concise. On peut cependant noter un certain nombre de libertés pour résoudre, ou au moins diminuer le désaccord : l'une d'elles consiste à considérer un mélange de fluctuations adiabatiques et isocourbures (Pierpaoli et al. 1999), une autre serait une recombinaison "non-standard" qui serait retardée par rapport au modèle habituel, et qui permettrait de translater le premier pic acoustique du modèle ICDM vers des échelles angulaires plus grandes (Peebles et al. 2000b), mais ces ajustements ne semblent pas naturels.

1.4 Motivations et thèmes proposés pour l'étude numérique

Du point de vue de la formation des galaxies, le modèle ICDM en χ_1^2 est intéressant en raison de son fort caractère non-gaussien, qui provoque une formation précoce des objets massifs. Par exemple, P99b montre que les parties centrales (sphéroïdes) des galaxies de luminosité L_* observées localement peuvent, dans le cas non-gaussien, s'être déjà assemblées à $z \sim 6$. Les

²<http://www.sns.ias.edu/~matiasz/CMBFAST/cmbfast.html>

algorithmes semi-analytiques sont bien adaptés pour valider ce type de prédictions, qui seront bientôt à la portée des observations. Cette formation à grand redshift peut même être déjà requise pour expliquer, dans cet exemple, la relation couleur-luminosité des elliptiques, leur faible dispersion sur le plan fondamental (Peebles 2002) ou peut-être la population stellaire des LBG.

Il est aussi devenu nécessaire de tester les prédictions *analytiques* récentes sur la distribution de la matière noire à l'aide de simulations numériques. Parmi les modèles non-gaussiens, la distribution en χ_1^2 est évidemment adaptée pour ce genre de comparaisons parce qu'il est possible de la simuler relativement facilement et que les prédictions analytiques restent simples, en comparant par exemple aux défauts topologiques.

Dans l'une des premières études de cosmologies non-gaussiennes, Scherrer (1992) a calculé des densités de probabilité analytiques pour le champ linéaire des vitesses obtenu à partir d'une série de potentiels gravitationnels initiaux non-gaussiens, qui résultent soit d'une distribution de "germes" de densité élevée dans la distribution homogène de CDM, soit d'une transformation locale d'un champ gaussien. Robinson & Baker (2000); Matarrese et al. (2000); Koyama et al. (1999) ont développé des schémas pour décrire l'évolution non-linéaire du champ de densité, la collapse des halos de matière noire et leur biais pour des distributions non-gaussiennes incluant la forme en χ_1^2 pour le champ de densité. Récemment, Seto (2001) a utilisé l'approche du "modèle analytique de corrélation des halos" (Seljak 2000) pour déduire l'évolution non-linéaire du spectre de puissance dans une série de modèles non-gaussiens et la comparer au cas gaussien.

Ici, on choisira les thèmes d'étude du modèle Λ CDM de façon à pouvoir le comparer simplement au cas gaussien, représenté par Λ CDM. Par exemple, on ne s'intéressera pas au développement du régime non-linéaire sous une DP de densité non-gaussienne, ou à l'utilisation de statistiques plus complexes comme le spectre de puissance à trois points, puisque de telles analyses n'ont pas été abordées dans le cadre de la partie précédente. Avec la même philosophie, on pourra s'écarter légèrement de P99b et on normalisera le modèle Λ CDM par la puissance des anisotropies du CMB aux échelles mesurées par *COBE* et par l'abondance des amas massifs observée à $z = 0$.

On étudiera dans la suite des quantités habituelles comme le spectre de puissance de la distribution de matière noire ou sa fonction de corrélation pour s'assurer qu'aux échelles d'intérêt, les statistiques à deux points sont similaires à celles du modèle adiabatique gaussien. Les DP de la densité et des vitesses propres de la DM, la fonction de masse des halos de DM, la distribution des vitesses propres des amas massifs et leur longueur de corrélation forment un ensemble de tests simples particulièrement sensibles à la forme de la DP de la densité initiale. On utilisera ces outils pour comparer nos simulations aux prédictions analytiques et aux travaux précédents, comme les simulations pionnières de modèles non-gaussiens de Weinberg & Cole (1992, par la suite W92). Notons qu'une série de tests plus complexes sont susceptibles de mettre bien sûr mieux en valeur le caractère non-gaussien de la distribution de DM, en particulier lorsque la différence de la forme de la DP par rapport au cas gaussien est moins nette qu'ici. Citons les tests topologiques comme le "genus", qui permet de tester l'hypothèse d'une distribution aléatoire des phases des modes de densité sur des échelles de $\sim 10h^{-1}$ Mpc (Weinberg 1987), voir aussi Avelino et al. (1998), le spectre de puissance à trois ou quatre points (Verde 2000; Verde & Heavens 2001), ou le troisième moment de la DP de la densité (Coles et al. 1993; Durrer et al. 2000).

Sur un plan observationnel, en confrontant les cas Λ CDM et ICDM, il est bien connu que la détermination de la fonction de masse locale des amas (Chiu et al. 1998; Matarrese et al. 2000; Robinson et al. 2000) ou la simple détection d'amas suffisamment massifs à plus haut redshift Willick (2000), dont la formation est très sensible à l'extension de la DP de la densité initiale de matière noire aux fortes surdensités, peut être utilisée pour respectivement invalider ou confirmer un modèle comme le χ^2_1 . Plusieurs échantillons complets d'amas sélectionnés jusqu'à une limite donnée pour leur flux en X ont été utilisés pour déterminer la fonction de masse locale; une estimation récente est celle de Reiprich & Böhringer (2002). Le résultat générique est compatible avec des fluctuations initiales gaussiennes dans une cosmologie plate et de faible densité ($\Omega_0 \sim 0.3$) comme le modèle Λ CDM. Malheureusement, les analyses de compatibilité avec les nombreux modèles non-gaussiens, situés hors du paradigme standard, semblent plus rares.

A priori, la longueur de corrélation des amas peut aussi être efficace pour séparer les hypothèses gaussiennes et non-gaussiennes. Les études de la fonction de corrélation des amas sont relativement plus rares, et particulièrement dans le cas non-gaussien, voir cependant Robinson et al. (1998). Récemment, Croft & Efstathiou (1994); Croft et al. (1997); Governato et al. (1999); Colberg et al. (2000b) ont considéré la corrélation des amas dans modèles gaussiens CDM. Ils aboutissent d'une part à un bon accord entre les simulations et les données pour une cosmologie Λ CDM, et d'autre part ils valident des prédictions analytiques utilisant des modèles de biais des halos couplés aux estimations usuelles de leur abondance, par le formalisme Press-Schechter ou ses améliorations plus récentes (Sheth et al. 2001). On renvoie également le lecteur à Moscardini et al. (2001) pour un exemple de calcul de contraintes sur les paramètres cosmologiques, à partir de la longueur de corrélation des amas.

En fait, des surveys de grande ampleur en cours d'achèvement comme le *SDSS* devraient clarifier la situation sur la corrélation des amas de galaxies à $z = 0$. On se propose donc de vérifier dans le chapitre 5 si le modèle ICDM peut être facilement invalidé avec cette mesure. Toutefois, comme souligné par Robinson (2000), la longueur de corrélation des amas est particulièrement sensible aux paramètres cosmologiques : Ω_0 , et l'amplitude et la forme du spectre de puissance des surdensités initiales. Il peut donc s'avérer difficile de départager deux modèles comme le Λ CDM et l'ICDM de Pee99a, qui, outre la DP de la densité de CDM linéaire primordiale, diffèrent aussi suffisamment par 30% sur la valeur de Ω_0 . Des combinaisons de paramètres cosmologiques (Borgani et al. 1997; Freudling et al. 1999) peuvent être contraintes au moyen de la distribution des vitesses propres des galaxies et des amas de galaxies. Cette mesure est moins sensible à la forme précise de la DP de la densité initiale (Scherrer 1992). On utilisera donc la distribution des vitesses propres des amas dans le modèle ICDM comme un outil complémentaire à la fonction de masse des amas et à la longueur de corrélation. On comparera l'écart-type de ces vitesses aux prédictions linéaires analytiques obtenues à partir de la densité de masse filtrée et à partir des pics d'un champ de densité gaussien mais de mêmes paramètres cosmologiques. En outre, on s'intéressera à la forme de la DP des vitesses propres. On confrontera ICDM et Λ CDM sur ces points.

A notre connaissance enfin, l'application d'un modèle semi-analytique d'évolution des galaxies à une cosmogonie non-gaussienne serait entièrement nouvelle. On compte utiliser ultérieurement l'algorithme présenté dans la première partie, avec les modifications introduites au deuxième chapitre de la partie II pour obtenir une population de galaxies à $z = 0$.

Auparavant, le chapitre 2 sera consacré au rappel de "l'extension" du formalisme PS au

cas non-gaussien obtenue par Chiu et al. (1998, par la suite C98) et Robinson & Baker (2000, par la suite RB00) qui, avec un développement similaire à celui de Robinson (2000), et avec les modèles de biais de Koyama et al. (1999); Sheth et al. (2001), sert de base à notre formule simple pour la corrélation des halos de la cosmologie Λ CDM.

Le chapitre 3 discute certains aspects numériques du calcul des conditions initiales de nos simulations, qui sont liés à la méthode de construction du champ non-gaussien, et qu'il nous a semblé nécessaire d'approfondir. Le chapitre 4 présente les simulations elles-mêmes et les résultats les plus simples comme la distribution de DM et la DP de la densité et des vitesses propres, la fonction de masse des halos ou leur profil radial de densité, et les statistiques à deux points : spectre de puissance et fonction de corrélation.

2

Quelques résultats analytiques

Résumé

La fonction de corrélation analytique des halos de DM, dans le cadre de fluctuations initiales non-gaussiennes a été abordée récemment (Robinson et al. 1998; Koyama et al. 1999), sans inclure toutefois le modèle récent proposé par Sheth et al. (2001) pour le biais des halos, certes obtenu dans le cas gaussien. En outre, Seto (2001) rappelle que même la formule de Koyama et al. (1999) pour le biais n'a pas été testée sur des simulations numériques, dans le cas non-gaussien. Dans ce court chapitre, on rappelle en introduction l'extension du formalisme Press-Schechter avec laquelle Robinson & Baker (2000) déduisent la fonction de masse théorique des halos pour le modèle Λ CDM (voir aussi Chiu et al. 1998). Ensuite, on combine ce résultat avec le biais "gaussien" des halos proposé par Sheth et al. (2001) et avec la différence entre ce biais et le biais des halos de DM dans un modèle non-gaussien générique avec une densité de probabilité des fluctuations initiales en χ^2_1 , donné par Koyama et al. (1999). On aboutit ainsi à une relation simple entre la longueur de corrélation des halos choisis à un certain seuil d'abondance et la fonction de corrélation de la matière noire dans son ensemble. La procédure est expliquée dans Robinson (2000) pour le cas gaussien. Au chapitre 5, notre prédiction analytique sera comparée à la distribution des amas dans une simulation numérique couvrant un volume de $600 h^{-3} \text{Mpc}^3$.

2.1 Introduction : construction de la fonction de masse

Matarrese et al. (2000) a souligné que la validité de l'utilisation de l'*ansatz* de Press-Schechter (PS) pour déduire la fonction de masse des halos collapsés dans le cas non-gaussien n'est pas évidente en raison (1) du problème, aussi présent dans le cas gaussien, de la représentation des structures collapsées de petite taille incluses dans des objets collapsés

2 Quelques résultats analytiques

de taille plus grande (problème “cloud-in-cloud” en anglais, voir aussi Avelino & Viana 2000) et (2) le fait que la *forme* de la DP non-gaussienne des surdensités puisse dépendre de l’échelle lagrangienne utilisée pour relier la masse des objets à la fréquence de coupure dans le spectre de puissance. Ces deux problèmes n’apparaissent toutefois pas ici car (1) on s’intéresse à des régions collapsées (halos) où la densité moyenne est de l’ordre de 200 fois celle de l’univers homogène et (2) la forme de la DP du modèle en χ_1^2 est indépendante de la longueur de filtrage, ce qui sera montré numériquement bien que de façon approximative, dans le chapitre suivant, mais est déduit analytiquement dans la section 4.1 de P99b. L’approche de Robinson & Baker (2000, par la suite RB00) est donc justifiée. On reprend ici leurs principaux points.

Une masse M est reliée au rayon lagrangien R via Ω_0 . On note δ_R la surdensité de DM lissée sur une échelle R . La probabilité qu’un point du volume considéré appartienne à un instant t à une région collapsée avec un rayon lagrangien (initial) plus grand que R , de masse $M(R)$ s’écrit :

$$P_{>R} = \int_{\delta_c}^{\infty} p_R(\delta_R) d\delta_R \quad (2.1)$$

où toutes les quantités sont évaluées à t et δ_c est la surdensité critique de collapse, dépendant légèrement de la cosmologie et du redshift, voir la table 3.1 dans la première partie, et $p_R(\delta_R)$ est la DP en un point du champ de surdensité, considéré sur une longueur de filtrage R . A t , si σ_R est l’écart-type des fluctuations du champ de densité linéaire filtrée δ_R , on pose $\nu_R = \delta_R/\sigma_R$. Si on note $P_R(\nu_R)$ la DP normalisée à une variance unité, on verra que pour le modèle χ_1^2 , la forme de la DP ne dépend pas de l’échelle de lissage R : $P_{\chi_{1,R}^2}(\nu_R) = P_{\chi_1^2}(\nu_R)$.

La densité des halos s’écrit alors :

$$N_{>M} = \frac{3f}{4\pi} \int_{R_M}^{\infty} \frac{dR}{R^3} \left| \frac{d}{dR}(P_{>R}) \right| \quad (2.2)$$

avec par définition : $f = (P_{>R}|_{R=0})^{-1}$, pour tenir compte de l’intégralité de la masse.

Dans ce calcul, la particularité du modèle Λ CDM intervient à travers (1) le spectre de puissance linéairement évolué, qui combine l’information sur la pente initiale, obtenue à la fin de l’inflation, *et* la fonction de transfert des fluctuations isocourbures de DM et bien sûr (2) la DP non-gaussienne. Notons que RB00 considèrent deux indices spectraux différents dans les simulations de modèles Λ CDM qu’ils effectuent pour valider dans le cas χ_1^2 leur extension du formalisme PS, mais qu’ils n’appliquent pas de fonction de transfert (FT) : cela n’a évidemment pas d’influence sur l’excellent accord qu’ils trouvent avec leurs prédictions analytiques : leur calcul de σ_R est cohérent et ne tient pas non plus compte de la FT. Dans toute cette partie, on appliquera systématiquement cette FT au spectre initial, sauf mention explicite du contraire.

La forme de la fonction de transfert (Bardeen et al. 1986) utilisée pour les conditions initiales des simulations Λ CDM a été comparée au cas Λ CDM sur la Fig. 2.2 dans la première partie, avec les normalisations des équations 2.63 et 2.68. On rappelle que la forme de la fonction de transfert Λ CDM traduit que :

- la croissance des perturbations de densité de la composante CDM est arrêtée sur des échelles qui sont encore, à l’époque de l’égalité de densité matière-rayonnement (z_{eq}), plus grandes que l’horizon, parce que d’une part les gradients de pression du fluide

photons-baryons ne peuvent agir de manière cohérente et que d'autre part la densité totale d'énergie reste homogène, contrairement au cas adiabatique où, même en dehors de l'horizon, la DM peut tomber dans les puits de potentiel dus aux variations de la densité totale. C'est la croissance des fluctuations de densité de rayonnement qui compense les variations relatives de densité moyenne de DM et de rayonnement.

- sur des échelles qui entrent dans l'horizon avant z_{eq} , les gradients de pression provoquent l'oscillation des perturbations dans la composante de rayonnement, qui commence à être amortie par friction contre l'expansion lorsque l'équation d'état moyenne de l'univers change vers z_{eq} , et par atténuation de Silk à l'approche de z_{rec} . En fait, lorsque les modes des fluctuations entrent dans l'horizon, les oscillations des fluctuations de la composante de rayonnement (plus précisément le fait qu'elles ne peuvent croître pour maintenir le caractère isocourbure total) induisent des fluctuations adiabatiques de la composante de DM. Celles-ci s'amplifient alors selon l'évolution générique des perturbations linéaires.

En résumé, les fluctuations sur les grandes échelles sont atténuées sur la fonction de transfert, par un facteur proportionnel à leur échelle, par rapport aux plus petites échelles qui peuvent toutes croître dès z_{eq} .

Sur la Fig. 2.1, on compare la fonction de masse analytique du modèle Λ CDM à celle du modèle Λ CDM non-gaussien avec nos paramètres de simulation ; suite à la normalisation que l'on adopte au chapitre 3 de cette partie, σ_8 est de 10% inférieure à la valeur originale de P99a, alors que l'indice spectral est pratiquement inchangé. Les lignes en tirets verticales et horizontales marquent la valeur-cible pour la normalisation sur l'abondance observée des amas à $z = 0$, citée par P99b à partir du relevé de Bahcall & Cen (1993), et que l'on utilisera au chapitre suivant :

$$n_{amas} = (2 \pm 1) \times 10^{-6} h^3 \text{Mpc}^{-3} \text{ pour une masse minimale de } m_{amas} = 4 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot} \quad (2.3)$$

Comme prévu, les fonctions de masse pour les deux modèles se rejoignent à proximité de la densité observée. On note l'excès d'amas massifs, avec $m_{amas} \gtrsim 1 \times 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$, dans le cas Λ CDM par rapport au Λ CDM. Pour ces masses, c'est la conséquence directe de la valeur largement positive (voir la section suivante) du troisième moment de la DP des densités initiales, qui donne une fraction de masse plus grande dans les objets collapsés associés par exemple aux plus nombreux pics avec $\delta_{CDM,init} \gtrsim 3 \sigma$ du champ de densité de DM initial, par rapport au cas gaussien Λ CDM. Par contre, une fois les modèles normalisés par σ_8 sur l'abondance locale des amas massifs, la densité d'amas avec $m_{amas} \sim 4 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ est plus élevée dans le cas Λ CDM.

Ayant obtenu la fonction de masse, on peut maintenant, suivant Robinson (2000, par la suite R00), proposer une méthode pour obtenir le biais des halos de DM sélectionnés au-delà d'une limite de masse, à partir de la fonction de corrélation de la masse.

2.2 Longueur de corrélation des halos de DM

La formule de biais obtenue par SMT à partir de leur analyse d'un modèle de collapse ellipsoïdale et des simulations *GIF* est utilisée de façon empirique : elle a été déduite pour un champ de densité initial *gaussien*. Ici, l'accord avec les simulations justifie son emploi dans

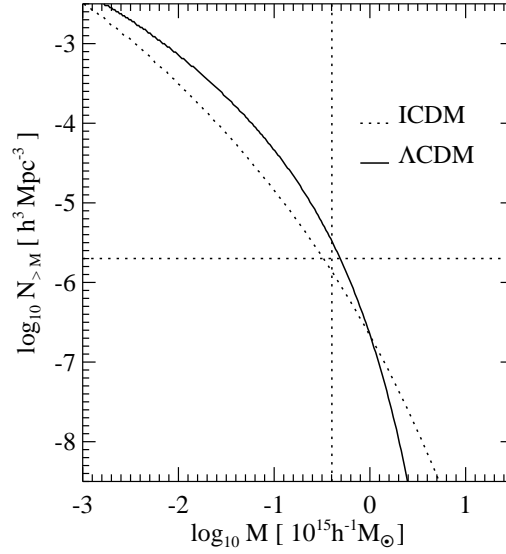


Fig. 2.1: Comparaison des fonctions de masse analytiques des halos de DM pour les modèles ICDM non-gaussien et Λ CDM gaussien. Les lignes en tirets marquent l'abondance observée des amas massifs à $z = 0$ utilisée pour normaliser les simulations.

le cas non-gaussien. Elle s'écrit :

$$b_{SMT} = 1 + \frac{1}{\sqrt{a} \delta_c} [a^{5/2} \nu^2 + \sqrt{a} b (a \nu)^{2(1-c)} - \frac{(a \nu)^{2c}}{(a \nu)^{2c} + b(1-c)(1-c/2)}] \quad (2.4)$$

avec $a = 0.707$, $b = 0.5$ et $c = 0.6$.

On reprend maintenant l'analyse de Koyama et al. (1999, par la suite Ko99) qui donnent la *différence* entre le biais gaussien et le biais non-gaussien selon :

$$b_{NG}(M) = b_G(M) - \left[\frac{d \log g(\nu)}{d \nu} \right]_{\nu(M)} \frac{1}{\sigma(M)} \quad (2.5)$$

avec $\nu(M) = \delta_c / \sigma(M)$ évalué à $z = 0$, et $g(\nu)$ définissant le rapport de la DP de densité non-gaussienne à une DP gaussienne :

$$g(\nu) = \frac{P(\nu)}{P_G(\nu)} \quad (2.6)$$

Pour des DP non-gaussiennes, positivement biaisées, dans le sens où le troisième moment réduit est positif, comme la distribution en χ_1^2 , le biais des halos à masse donnée est plus faible

que dans le cas gaussien *pour la même densité* Ω_0 . Comme noté par Ko99, ceci est attendu car il est comparativement plus facile de former des halos dans un tel modèle non-gaussien. On rappelle ici que les modèles Λ CDM et ICDM diffèrent aussi par la forme de leur spectre de puissance, par Ω_0 , et par la normalisation σ_8 , et il est difficile de faire des prédictions même qualitatives pour le biais relatif des halos dans les deux modèles.

Finalement, puisqu'on sélectionnera l'ensemble des halos de DM au-delà d'un certain seuil de masse, on aura besoin de calculer un biais effectif comme R00 selon :

$$b_{NG,>M} = \frac{1}{N(M)} \int_M^\infty b_{NG}(m) n(m) dm \quad (2.7)$$

où $n(m)$ est la densité différentielle de halos de masse m et :

$$N(M) = \int_M^\infty n(m) dm \quad (2.8)$$

La longueur de corrélation r_0 des halos est ensuite déterminée avec $(b_{NG,>M})^2 \xi(r_0) = 1$, où $\xi(r)$ est la fonction de corrélation non-linéaire à $z = 0$ de la matière noire, et elle sera mesurée sur les simulations.

Pour montrer les effets d'une DP de densité initialement non-gaussienne par rapport à une DP gaussienne, on trace sur la Fig. 2.2 la longueur de corrélation (analytique) des halos en fonction de leur séparation moyenne, dans deux modèles avec la même fonction de corrélation de DM, par exemple :

$$\xi(r) \sim \left(\frac{r [h^{-1} \text{Mpc}]}{5} \right)^{-1.8} \quad (2.9)$$

le même spectre de puissance et les mêmes paramètres cosmologiques. Dans le premier modèle (courbe continue) la DP est en χ_1^2 , dans le second modèle c'est une gaussienne.

2.3 Conclusion

Notre méthode simple reprend le schéma de calcul de la longueur de corrélation de R00. Elle est basée d'une part sur les prédictions de SMT pour l'abondance et le biais des halos de DM dans le cas de fluctuations initiales gaussiennes et d'autre part sur Ko99 pour la différence entre le biais du cas gaussien et le biais d'un cas générique non-gaussien. On peut contester la liberté qu'on a prise ici par rapport aux hypothèses que ces auteurs ont faites sur la forme de la DP pour déduire leurs résultats ou les valider sur des simulations numériques de modèles gaussiens. Toutefois, on a recherché davantage la simplicité que la rigueur. De plus, le fait que les prédictions analytiques obtenues soient en accord raisonnable avec les simulations présentées dans les chapitres suivants valident nos simplifications. Les fonctions de masse obtenues avec la méthode de RB00, qui constituent le point de départ du développement, seront utilisées de préférence aux statistiques des pics de densité de P99b pour leur facilité analytique. On les appliquera au chapitre suivant pour normaliser les modèles sur l'abondance observée des amas à $z = 0$, et on confirmera RB00 en mesurant les fonctions de masse dans nos simulations non-gaussiennes qui recouvrent notamment des régions plus grandes que celles de RB00, avec un nombre supérieur de particules, et des conditions initiales légèrement différentes : elles partent d'une distribution vitreuse des particules et incluent la fonction de transfert ICDM.

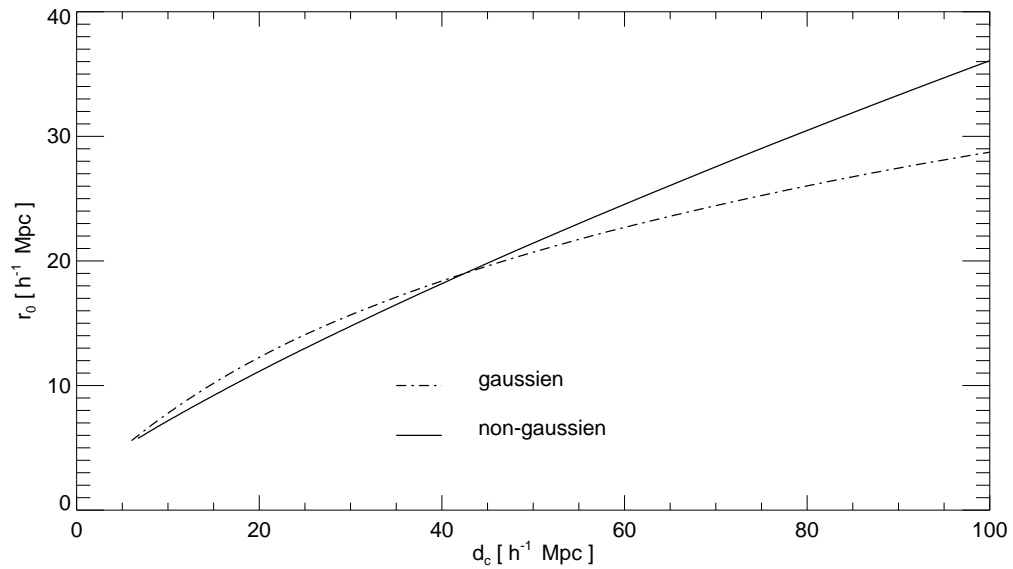


Fig. 2.2: Variation de la longueur de corrélation des halos de DM avec leur séparation moyenne où les halos de DM sont choisis au-delà d'une certaine limite en masse, dans un même modèle cosmologique ne différant *que* par la DP des fluctuations primordiales : les autres paramètres cosmologiques et le spectre de puissance sont ceux du modèle Λ CDM. Courbe continue : distribution en χ^2_1 des surdensités, courbe alternée : distribution gaussienne.

3

Construction des conditions initiales

Résumé

On décrit la construction des conditions initiales de nos simulations : les principales contraintes sont (1) l'obtention de fluctuations initiales linéaires de DM qui soient distribuées en χ_1^2 à la résolution de la simulation, (2) la vérification de la pente du spectre de puissance des fluctuations : on montrera en particulier que la reproduction numérique d'une pente théorique donnée dans ce modèle non-gaussien n'est pas immédiate et (3) une normalisation du modèle Λ CDM simulé qui reproduise l'abondance locale des amas massifs et l'amplitude des anisotropies du CMB observées par *COBE* aux harmoniques $l \sim 10$. On résume d'abord en introduction, et pour davantage de clarté, le processus de réalisation des conditions initiales dans son ensemble. La section suivante aborde les deux premiers problèmes ci-dessus. On montre que le troisième moment réduit de la DP des surdensités de DM réalisées sur une grille numérique est *relativement* indépendant de l'échelle sur laquelle on lisse la densité de DM, en accord avec les résultats analytiques de P99b. Le quatrième moment réduit varie toutefois sensiblement avec l'échelle de lissage. D'autre part, on mesure sur nos réalisations numériques une pente du spectre des fluctuations généralement plus bleue que la pente théorique recherchée, en accord avec d'autres études. Conscients de ces difficultés, on décrira dans la troisième section la normalisation que l'on adopte. Elle demande un infléchissement négligeable de l'indice du spectre de puissance initialement proposé par P99a, modulo la compensation introduite pour remédier à l'artéfact numérique, mais demande surtout une puissance σ_8 qui est environ 10% plus faible.

3.1 Introduction : résumé de la méthode

Rappelons que l'on peut écrire le champ de densité initial (à la fin de l'inflation) selon $\rho(\vec{x}) \propto \phi(\vec{x})^2$, où $\phi(\vec{x})$ est un processus gaussien de moyenne nulle, et de spectre de

3 Construction des conditions initiales

puissance en loi de puissance dont l'indice, indépendant du nombre d'onde dans les régimes qui nous intéressent, est donné par le couplage des champs scalaires durant l'inflation. Avant d'appliquer la fonction de transfert, on a :

$$n_\phi \sim -2.4 \quad \text{et} \quad n_\rho = 3 + 2 n_\phi \sim -1.8 \quad (3.1)$$

La densité de masse moyenne est la variance du champ ϕ , et on ne s'y intéresse pas dans la suite de la description de la génération des conditions initiales, puisque d'une part le déplacement initial des particules est donné par les *surdensités* et d'autre part la masse des particules de DM que l'on simule est aussi fixée par Ω_0 .

On calcule le champ de déplacement sur la grille numérique au début z_{init} des simulations comme suit :

1. on réalise un champ de densité aléatoire gaussien $\phi(\vec{x}_i)$ avec comme indice $n_\phi \sim -2.4$. En fait, cette valeur sera légèrement modifiée par la suite pour compenser l'infléchissement du spectre qui apparaît lors de la réalisation numérique.
2. on multiplie ce champ par lui-même dans l'espace réel pour obtenir $\rho(\vec{x}_i)$ sur la grille, et on soustrait sa valeur moyenne.
3. on applique à $\rho(\vec{x}_i)$ la fonction de transfert ICDM de Bardeen et al. (1986)
4. la variance σ_8 du champ résultant lissé avec une fenêtre de filtrage "top-hat" dans l'espace réel, de rayon $8 h^{-1}$ Mpc comobile, est linéairement évoluée jusqu'à $z = 0$. Elle est normalisée à la valeur $\sigma_{8,0}$ requise par la contrainte sur l'abondance des amas et le CMB, puis est linéairement extrapolée à rebours jusqu'au redshift de départ de la simulation. Le champ de densité initial est linéairement ajusté pour reproduire cette valeur.
5. le champ de déplacement initial est calculé sur la grille numérique. On vérifie qu'à z_{init} , le déplacement maximum est très inférieur à la séparation moyenne entre les particules. Si ce n'est pas le cas, l'ensemble du processus est itéré avec z_{init} plus élevé, jusqu'à satisfaire la contrainte. Pour $N = 256^3$ particules dans nos simulations, $z_{\text{init}} = 50$ convient.
6. le champ des vitesses initiales est déduit du champ des déplacements avec l'approximation de Zel'dovich rappelée dans la section 3.1 de la première partie. Les particules d'une distribution vitreuse (voir le troisième chapitre de la première partie) sont déplacées avec ces valeurs.

3.2 Aspects numériques

Des questions d'ordre numérique apparaissent en raison de la transformation locale non-linéaire qui consiste à prendre le carré d'un champ dans l'espace réel. On l'applique au champ gaussien initial ϕ_{init} pour obtenir le champ non-gaussien initial ρ_{init} , que l'on filtre ultérieurement à l'aide de la fonction de transfert. On ne considérera pas ici l'évolution non-linéaire du champ au cours de la simulation. Deux problèmes numériques apparaissent :

- la dépendance de la forme de la DP initiale en fonction d’abord de la méthode de construction du champ, de la résolution de la grille, puis de l’indice du spectre pour une grille fixée
- l’infléchissement de la penne du spectre de puissance

3.2.1 Forme de la densité de probabilité

Dans ce paragraphe *seulement*, pour faciliter la comparaison avec RB00, on *ne tient pas compte de la fonction de transfert* ICDM : le champ non-gaussien $\rho(\vec{x})$ n’est pas filtré et son spectre est une loi de puissance.

3.2.1.1 Influence de la méthode construction du champ non-gaussien

Dans un premier temps, on doit vérifier dans quelle mesure la forme de la DP non-gaussienne que l’on mesure sur la grille numérique dépend de la méthode avec laquelle le champ ρ est déduit de ϕ : est-il équivalent de multiplier le champ ϕ par lui-même directement sur la grille finale utilisée pour la simulation d’une part, ou d’autre part d’utiliser une grille plus fine que la grille finale, d’y réaliser la transformation locale, puis de lisser à la résolution finale ? On s’intéresse donc à l’invariance de la DP avec la *commutation* des opérations de lissage (linéaire) et de la transformation non-linéaire. Pour aborder cette question, une grille unique est utilisée dans cet alinéa. L’utilisation d’une grille plus grossière pour la construction du champ de déplacement des particules est simulée par le lissage à une longueur donnée, soit du champ gaussien ϕ , qui est ensuite multiplié par lui-même, soit de son carré ϕ^2 . La longueur de lissage est bien sûr directement fonction de la différence de résolution entre les grilles.

Lisser le champ ϕ pour ensuite déduire ρ revient à utiliser une grille plus grossière pour engendrer ϕ et à effectuer la transformation non-linéaire sur un nombre réduit de points. La forme globale de la DP sera sans doute plus proche de l’attente théorique, en particulier pour les régions sous-denses, mais au prix d’un nombre plus restreint de points de mesure “effectifs” : le couplage entre les modes de densité est réalisé en dernier.

Inversement, effectuer initialement la transformation non-linéaire sur un nombre maximal de points, qui seront ensuite lissés peut notablement dégrader la forme de la DP : dans l’espace de Fourier, le procédé de filtrage, bien que linéaire, modifie le couplage entre les modes de densité, car il atténue différemment l’amplitude des modes déjà corrélés mais de longueur d’onde différente.

La Fig. 3.1 oppose deux séries de DP finales non gaussiennes (χ_1^2) correspondant aux deux cas ci-dessus. La grille cubique utilisée a 128^3 cellules et un côté de $100 h^{-1}$ Mpc. Dans la construction du champ en χ_1^2 , les rayons de filtrage utilisés (fenêtre de lissage “top hat” dans l’espace réel) sont respectivement 2, 4, 6, et $8 h^{-1}$ Mpc sur les quatre panneaux. Les lignes en tirets et en pointillés montrent respectivement la DP du champ initial gaussien d’abord multiplié par lui-même puis filtré, et la DP du champ initial gaussien d’abord filtré puis multiplié. Les DP ont été normalisées à un écart-type unité.

Dans les zones sous-denses et de densité moyenne, les courbes sont très différentes : le fait de multiplier en dernier lieu introduit nécessairement une coupure responsable de cet écart pour $\frac{\delta}{\sigma} \sim -1$. Les points de l’aire avec $\frac{\delta}{\sigma} \sim -1$ sous la courbe en tirets contribuent en fait

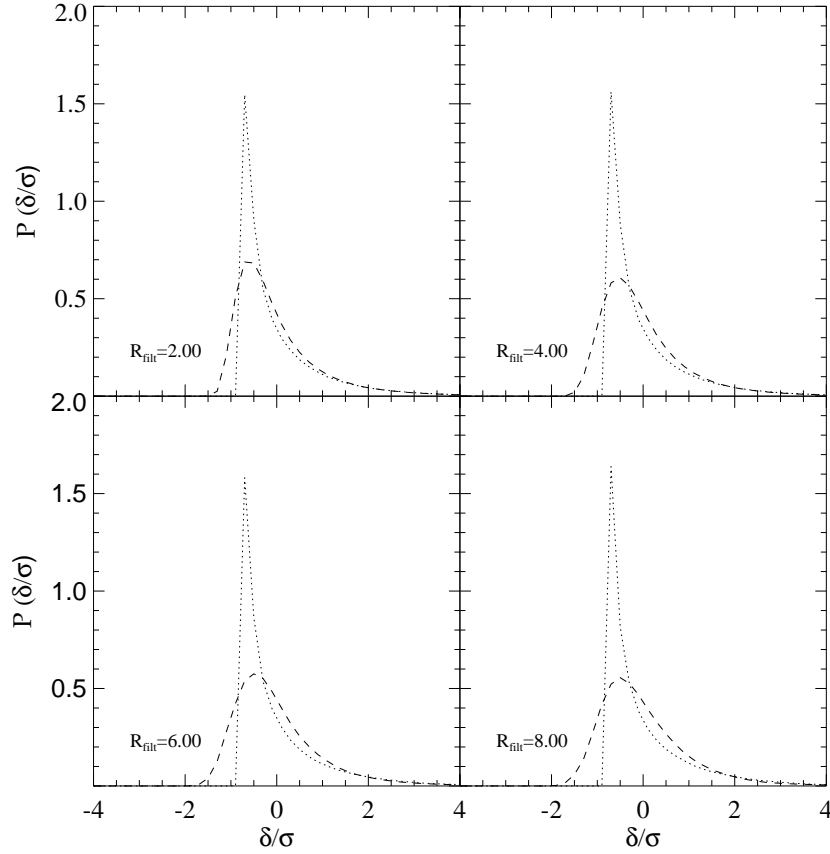


Fig. 3.1: Comparaison des densités de probabilité du champ non-gaussien χ_1^2 lissé sur une série de longueurs de filtrage R_{filt} , entre un schéma où la transformation non-linéaire est effectuée avant le filtrage (tirets), et le schéma inverse (pointillés). Le champ gaussien initial ϕ est réalisé avec un indice spectral $n_\phi = -2.4$. On n'a pas appliqué de fonction de transfert. La grille contient 128^3 points. Noter que les courbes sont très similaires pour $\delta/\sigma \gtrsim 1$.

au pic de la courbe en pointillés. L'accord entre les deux schémas est par contre acceptable dans les régions en surdensité, comme montré sur la Fig. 3.2, où la zone avec $\delta/\sigma > 1.5$ de la Fig. 3.2 a été agrandie, avec une échelle logarithmique en ordonnée. Les deux courbes y sont similaires, pour tous les rayons de lissage, malgré la tendance systématique du modèle où le champ a été multiplié en dernier lieu à avoir une DP du champ de densité qui est plus élevée pour $\delta/\sigma > 2$.

Puisque l'on utilisera dans la suite de cette partie uniquement des statistiques sur des objets collapsés massifs, qui trouvent leur origine dans les régions tracées par le régime à haute densité de la DP, $\frac{\delta}{\sigma} \gtrsim 1$, et avec des rayons de Lagrange initiaux égaux ou supérieurs

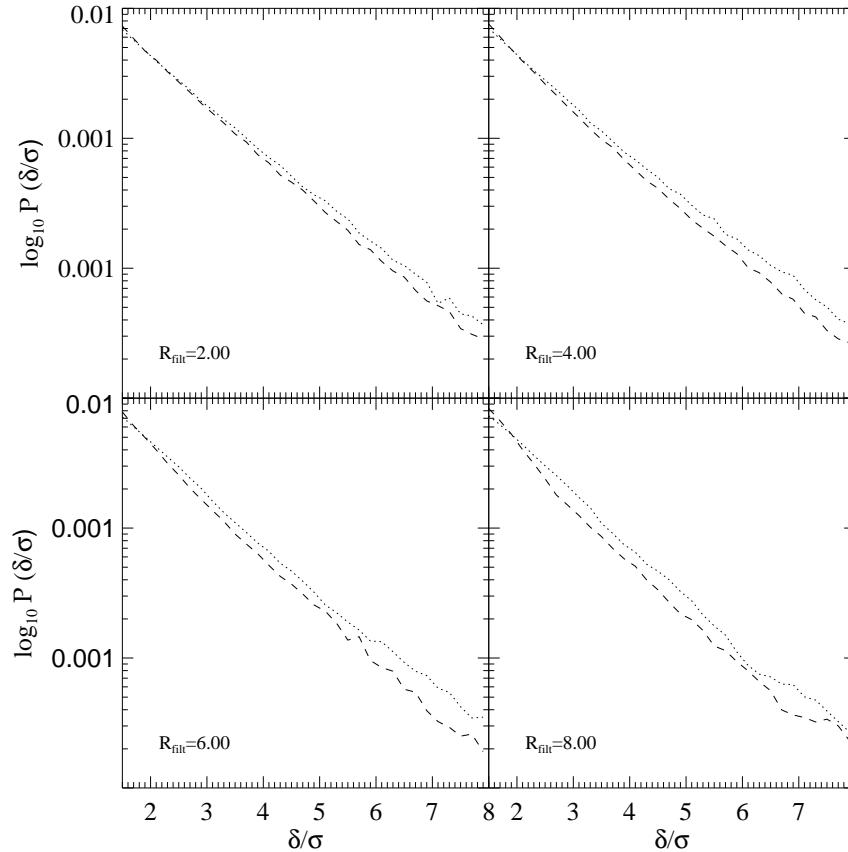


Fig. 3.2: Agrandissement de la zone à forte surdensité $\delta/\sigma > 1.5$ de la Fig. précédente 3.1. Le codage des lignes est identique. Noter l'échelle logarithmique en ordonnées.

aux valeurs de filtrage utilisées ici, on peut conclure que de ce point de vue l'ordre respectif des deux opérations ne semble pas critique. En particulier, ceci confirme l'hypothèse que la fonction de masse des amas que l'on va mesurer à partir des simulations est indépendante de la résolution de la grille, au moins dans le cadre du formalisme PS, où la collapse a lieu dans les zones avec $\delta \geq \delta_{\text{crit}}$. Par contre, si l'on s'intéresse, aux régions sous-denses ou à la répartition des "vides", ce point nécessiterait un traitement plus approfondi. Au niveau des galaxies, on ferait *l'hypothèse* que le processus hiérarchique de formation est aussi insensible à cet aspect. Là encore, une étude plus détaillée de la formation des galaxies nécessiterait une correction de la représentation "approximative" voire biaisée des régions sous-denses par nos simulations de DM.

On souligne enfin que les *différences* entre les deux schémas au niveau de la DP sont très similaires pour les quatre valeurs de R_{fit} considérées. Changer de résolution de grille ne permet donc pas de s'affranchir du problème.

L'alinéa suivant montre que dans le cas où le champ de densité non-gaussien est multiplié

à partir d'un champ de densité gaussien réalisé sur la même grille et non lissé, la forme de la DP est identique sur une série de lissages ultérieurs de grands rayons $R_{\text{filt}} \gg d_{\text{cell}}$ en notant d_{cell} le côté de la grille numérique.

3.2.1.2 Influence d'un filtrage ultérieur de grande échelle, à résolution fixée

Dans un deuxième temps, ayant choisi un ordre pour réaliser le champ non-gaussien $\rho(\vec{x})$, par exemple simple multiplication du champ gaussien réalisé sur 128^3 , sans lissage ultérieur, à une résolution de grille fixée, on souhaite mesurer la dépendance de la DP de la distribution en χ_1^2 suivant une série de lissages ultérieurs de longueur variable mais non négligeable par rapport à la taille d'une cellule : on choisira toujours une fenêtre "top hat" dans l'espace réel. Ceci permet par exemple de vérifier dans une certaine mesure, en utilisant les moments D_3 et D_4 , que pour une *grille donnée* l'application d'une fonction de transfert au champ non-gaussien *déjà réalisé*, par opposition à l'alinéa précédent, ne modifie pas sensiblement la DP.

On peut montrer (P99b) que les moments d'ordres supérieurs d'une distribution en χ_1^2 lissée sont théoriquement indépendants de la longueur de filtrage, après avoir choisi une forme pour le noyau de filtrage et l'indice du spectre de puissance. On a vérifié ces résultats sur la même grille de 128^3 et de côté $100 h^{-1}$ Mpc qu'à l'alinéa précédent.

La Fig. 3.3 donne la DP en fonction de la surdensité δ/σ (échelle logarithmique en ordonnées) de la densité non-gaussienne $\rho(\vec{x}_i)$ mesurée sur cette grille, après avoir effectué les filtrages de longueur indiquée. La ligne en tirets montre une distribution gaussienne avec dispersion unité, et la ligne continue donne l'approximation analytique obtenue par RB00 à partir de leur mesure de la distribution de particules peu de temps après le début de leur simulation du modèle Λ CDM en χ_1^2 , lorsque la fréquence de Nyquist de leurs particules est encore en régime linéaire. Notons que la formule pour la DP de la densité de DM trouvée par RB00 est bien indépendante de la longueur de lissage. L'accord du champ que l'on a construit avec RB00 est excellent, et on conclut que la forme de la DP mesurée sur 128^3 points est largement insensible à la longueur de lissage sur les plages considérées et pour ce choix de la méthode de construction des conditions initiales.

3.2.1.3 Influence de l'indice du spectre de puissance

Dans le cas gaussien, lorsque le champ est construit dans l'espace de Fourier, il est facile de s'assurer d'obtenir *directement* (1) la forme correcte de la DP du champ de densité de l'espace réel et (2) l'amplitude et de la forme du spectre de puissance voulues. Pour un champ non-gaussien, la *pente* du spectre de puissance calculé après transformation non-linéaire locale de la grille gaussienne n'est par exemple pas nécessairement en accord avec la prévision analytique, et l'écart peut dépendre des détails de l'algorithme utilisé pour construire le champ non-gaussien. Ce problème est abordé au paragraphe suivant 3.2.2. Par exemple, dans leur validation de leur extension de la théorie PS à une série de modèles non-gaussiens, RB00 se satisfont dans le cas Λ CDM d'un spectre mesuré plus "bleu" que celui de P99a.

Ici, en poursuivant l'étude de l'alinéa précédent sur la forme de la DP du champ non-gaussien, on s'intéresse d'abord au problème "réciproque" : la variation de la DP avec l'indice théorique du spectre.

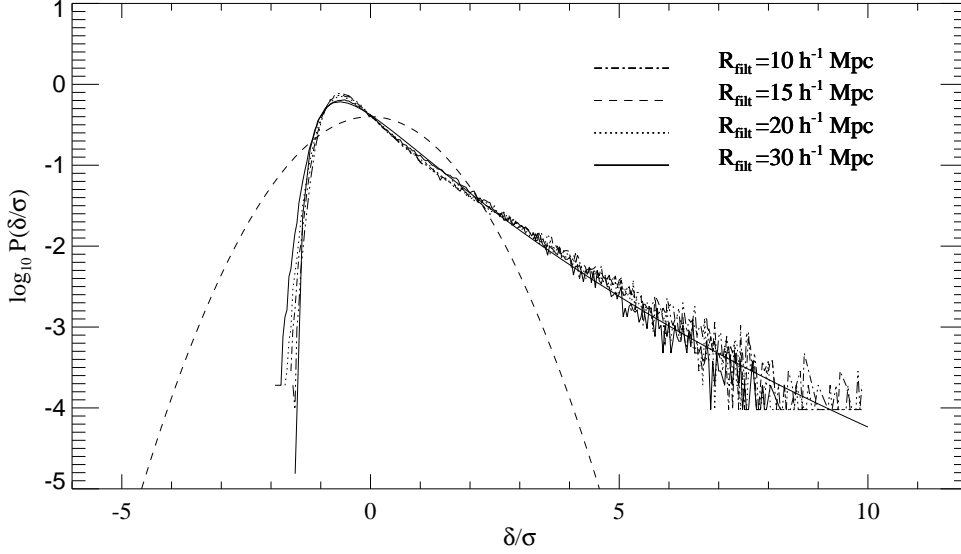


Fig. 3.3: Comparaison des densités de probabilité du champ non-gaussien ICDM χ_1^2 , réalisé avec un indice de puissance $n_\rho = -1.8$, sans fonction de transfert, sur une grille numérique 128^3 de côté $100 h^{-1}$ Mpc. La courbe en tirets montre une distribution gaussienne de variance unité. La courbe continue est l’approximation trouvée par RB00.

La DP est caractérisée avec les troisième et quatrième moments réduits D_3 et D_4 . Ces quantités sont choisies pour permettre une comparaison avec P99b, qui estime par une méthode Monte-Carlo D_3 et D_4 pour une fenêtre de lissage “top-hat” et un indice spectral $n_\rho = -1.8$:

$$D_3 \equiv \langle (\delta/\sigma)^3 \rangle = 2.46 \quad \text{et} \quad D_4 \equiv \langle (\delta/\sigma)^4 \rangle - 3 \langle (\delta/\sigma)^2 \rangle^2 = 9.87 \quad (3.2)$$

On discute les résultats pour les deux cas possibles pour la construction du champ : filtrage avant transformation non-linéaire, puis transformation non-linéaire avant filtrage.

Les quatre panneaux de la Fig. 3.4 donnent la variation de D_3 et D_4 en fonction de la longueur de filtrage de la fenêtre “top-hat”, pour quatre valeurs “but” n_ρ ; en fait, le spectre final est légèrement plus “bleu” que celui indiqué et n_ρ ne sert dans cette comparaison qu’à déterminer n_ϕ utilisé pour construire le champ gaussien sous-jacent. Sur cette Figure, ϕ a été filtré en ϕ_{filt} puis multiplié par lui-même : $\rho = (\phi_{\text{filt}})^2$. D_3 varie très peu avec la longueur de lissage et avec l’indice du spectre, et est proche dans tous les cas de sa valeur théorique à $n_\rho = -1.8$. Ce comportement est attendu : D_3 est particulièrement sensible à l’asymétrie “latérale” du profil de DP, qui est similaire de ce point de vue entre les différentes longueurs de lissage et entre les différents indices spectraux lorsque la transformation non-linéaire se fait en dernier. Par contre, D_4 est particulièrement bruité pour $n_\rho = 1$, et il décroît rapidement avec R_{filt} pour tous les autres indices spectraux.

La Fig. 3.5 est identique à la Fig. 3.4, mais la transformation non-linéaire y est effectuée

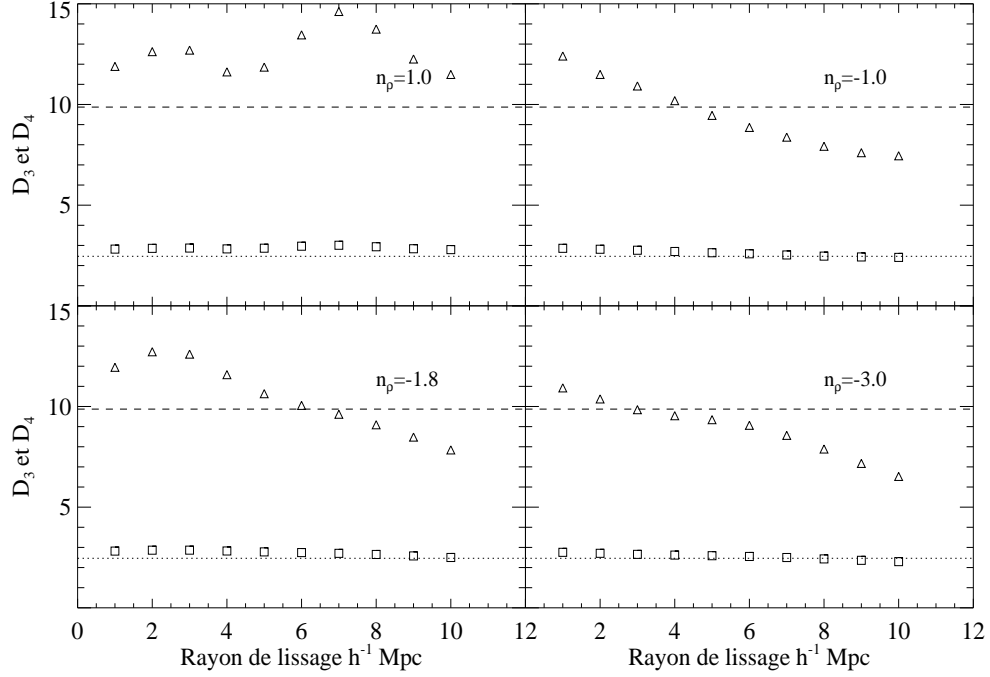


Fig. 3.4: Variations des troisième et quatrième moments réduits D_3 (carrés) et D_4 (triangles) pour le champ non-gaussien χ_1^2 en fonction de la longueur de lissage, pour une série d'indices spectraux n_ρ . Les lignes horizontales reprennent sur chaque panneau les valeurs théoriques pour $n_\rho = -1.8$: $D_3 = 2.46$ (pointillés) et $D_4 = 9.87$ (tirets). Les champs ont été réalisés sur des grilles de 128^3 de côté $100 h^{-1}$ Mpc. On a d'abord filtré les champs, puis effectué la transformation non-linéaire.

avant le filtrage. Ici, la décroissance de D_3 comme de D_4 est beaucoup plus marquée et plus rapide avec R_{filt} : le champ de densité devient très vite gaussien pour $n_\rho = 1$ (au-delà de $R_{\text{filt}} = 4h^{-1}$ Mpc pour une grille de $100 h^{-1}$ Mpc). Le filtrage effectué en dernier lieu est par exemple plus efficace pour atténuer l'asymétrie latérale caractérisée en partie par D_3 , ou pour modifier, en changeant leur amplitude, le couplage, caractéristique de la distribution en χ_1^2 , entre les modes représentés sur la grille.

3.2.2 Infléchissement du spectre

White (1999, par la suite W99) note que dans le cas de la distribution en χ_1^2 , le spectre de puissance du champ de densité non-gaussien ρ mesuré sur une grille de simulation, obtenu avec une simple multiplication du champ ϕ , est moins raide que la prédiction théorique $n_\rho = 3 + 2 n_\phi$. On rappelle que RB00 ont mesuré $n_\rho \sim -1.6$ au lieu des $n_\rho \sim -1.8$ de P99a à partir de la *distribution de particules* de leurs simulations, après déplacement par approximation de Zel'dovich, mais en régime encore quasi-linéaire.

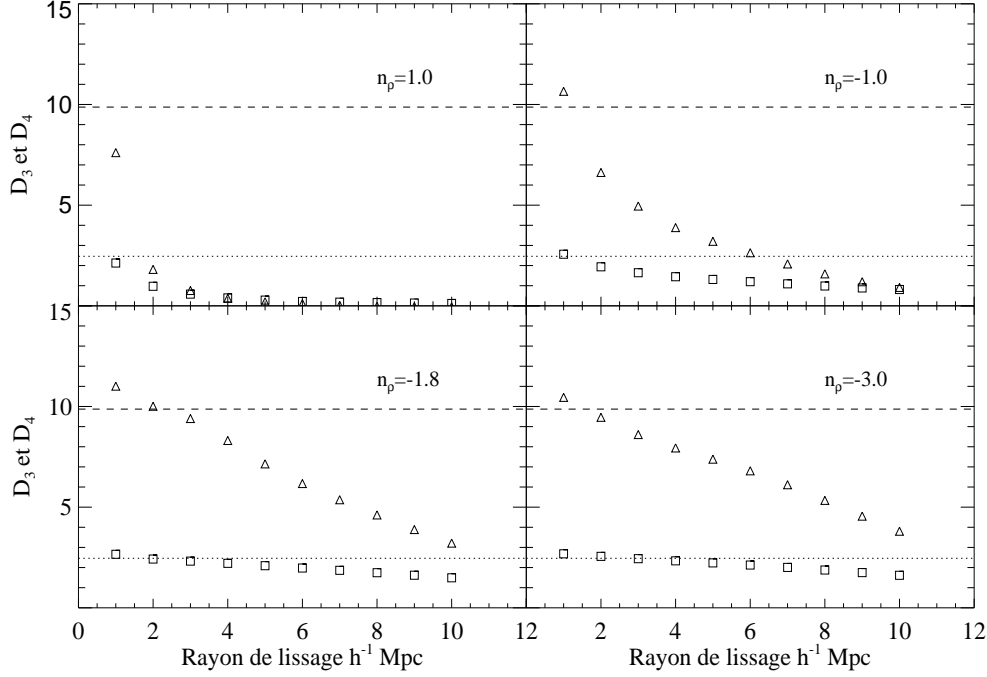


Fig. 3.5: Mêmes tracés que sur la Fig. 3.4, mais pour la construction inverse : le champ a d’abord été multiplié par lui-même, puis lissé. Noter la tendance vers un champ gaussien beaucoup plus marquée et précoce que sur la Fig. précédente.

L’infléchissement du spectre est dû à la transformation non-linéaire et au couplage imparfait des modes qui est réalisé sur la grille numérique : la description du champ initial ϕ est en effet limitée :

- aux grands nombres d’onde k par la fréquence de Nyquist de la grille (ou des particules)
- aux faibles k et en échantillonnage spectral par la taille du volume simulé

Prendre le carré du champ dans l’espace réel revient à autocorréler dans l’espace de Fourier. Par conséquent, l’impossibilité de représenter certains modes du champ ϕ va induire une perte de puissance sur ρ à *toutes les modes*.

Il est difficile pourtant d’expliquer *qualitativement* la forme moins raide du spectre, en fait, les résultats de W99 montrent que la quantité de puissance perdue par mode ρ_k n’est pas constante ni proportionnelle à l’amplitude du mode du champ initial ϕ_k . Elle pourrait cependant être fonction non-linéaire monotone de l’amplitude du mode initial. On peut noter que pour un indice spectral final n_ρ négatif, où la puissance par mode diminue aux courtes échelles, et la *perte de puissance* par mode semble plus importante pour les faibles k , ce qui peut résulter en un spectre plus “bleu” si l’effet est non-linéaire, mais un traitement rigoureux est requis pour conclure sur ce point. De plus, des effets de *taille finie* de la grille numérique s’ajoutent, et les premiers multiples du mode fondamental sont fortement atténués : voir les

premiers modes ρ_k placés sur les figures 2 et 3 de RB00.

Réciproquement, pour un spectre de puissance final moins raide, mais toujours dans un modèle en χ_1^2 , la perte de puissance sera moins marquée. Ainsi, considérant un modèle en χ_1^2 avec $n_\phi = -2$, RB00 obtiennent $n_\rho = -0.98$ au lieu de -1 .

RB00 ne tentent pas de corriger cette différence entre l'indice spectral qu'ils mesurent et l'attente théorique, car ils utilisent pour leurs prédictions de PS le spectre de puissance directement mesuré sur les simulations. Par contre, W99 corrige le spectre du de puissance du champ gaussien amont ϕ pour compenser l'infléchissement observé au niveau de ρ , à l'aide d'un facteur *ad hoc* dépendant de l'échelle k , dans un procédé itératif, jusqu'à l'obtention de l'indice spectral voulu. W99 commente que sur 3 ordres de magnitude de variation du spectre, le facteur de correction maximal est de l'ordre de 3. On peut objecter que ceci est très artificiel; ici, puisque notre but n'est pas de faire une étude détaillée de cet effet, ni d'obtenir un accord parfait avec le spectre de puissance observé de la distribution des galaxies (l'hypothèse sous-jacente à cette exigence est évidemment un biais des galaxies indépendant de l'échelle) ni avec le spectre de puissance théorique des densités de DM adopté par P99a, on ne corrigera pas séparément et itérativement l'amplitude du chacun des modes ϕ_k pour les conditions initiales de nos simulations non-gaussiennes, mais on procédera de façon plus simple en choisissant *empiriquement* un indice spectral "global" de ϕ plus raide que la prédiction théorique. On trouve que $n_\phi \sim -2.5$ résulte en $n_\rho \sim -1.8$. La contrepartie par rapport à W99 est que l'on aura toujours une perte de puissance au niveau des premiers modes de densité ρ_k que l'on réalisera sur une grille.

3.3 Normalisation

Etant donnée une méthode d'obtention des conditions initiales, on a analysé les problèmes qui s'y rattachent, au niveau de la forme de la DP et de l'indice spectral, et on a montré qu'ils sont maîtrisés ou au moins qu'ils ne sont pas critiques pour nos simulations. On peut alors décrire dans cette dernière section la normalisation adoptée pour le spectre des fluctuations de densité de DM, qui est différente de celle de P99b.

Notre but à travers les simulation non-gaussiennes du modèle Λ CDM n'est pas d'obtenir un accord précis avec une majorité de contraintes observationnelles, mais plutôt de générer un cadre cosmologique pour la distribution de matière noire qui ait à la fois un spectre de puissance raisonnable aux échelles des galaxies, et un nombre adéquat d'amas massifs et bien sûr la forme de la DP à grande échelle.

On peut souligner que les formes différentes du spectre de puissance des densités entre les modèles Λ CDM et Λ CDM induiraient déjà des différences au niveau, par exemple, de la fonction de masse des amas ou de leur longueur de corrélation, les différences au niveau du paramètre de densité cosmologique Ω_0 étant en partie compensées par le choix différent de σ_8 . Toutefois, on s'attend à ce que ces différences soient négligeables par rapport à celles induites par la forme de la DP en χ_1^2 . Pour mettre en valeur ces signatures par rapport à Λ CDM, avec également en projet l'application à des catalogues artificiels de galaxies, il paraît raisonnable de normaliser le modèle Λ CDM sur les mêmes critères observationnels que le modèle standard.

On satisfait deux contraintes :

- le niveau des anisotropies du CMB aux grandes échelles ($l \sim 10$) au moyen de CMBFAST. Les contraintes sont obtenues à partir des observations de *COBE* (Bunn & White 1997).
- l'abondance des amas massifs observée à $z = 0$, donnée en section 2.1, calculée avec la fonction de masse théorique des amas de RB00.

Bien que l'infléchissement du spectre initial des perturbations obtenu avec le modèle d'inflation de P99a par rapport au cas isocourbure invariant d'échelle permette de reproduire approximativement les anisotropies du CMB aux échelles où l'*effet Sachs-Wolfe domine* (voir la figure 1 de P99b), on a vu que la nature isocourbure des fluctuations a été invalidée pour ces paramètres cosmologiques par les résultats de l'expérience *BOOMERANG*. Ici, on s'est restreint à la normalisation *COBE* aux grandes échelles, sans se soucier de la position et de l'amplitude du premier pic acoustique du modèle par rapport aux observations. Toutefois, comme une fraction de baryons plus grande permet aussi d'améliorer l'accord avec les observations, on a augmenté Ω_{bar} jusqu'à la limite supérieure proposée par P99a : $\Omega_{\text{bar}} \lesssim 0.05$. On dépasse ici les limites supérieures des contraintes de BBN : ceci est critiquable mais on note que les résultats présentés dans la suite ne dépendent pas sensiblement de notre choix de Ω_{bar} . La Fig. 1.1 du premier chapitre compare différents spectres des anisotropies du CMB du modèle Λ CDM aux observations *BOOMERANG*.

On se donne finalement deux paramètres libres pour reproduire les contraintes ci-dessus :

- l'indice spectral n_ρ du champ de densité initial de CDM
- la normalisation σ_8 :

Puisque les deux contraintes reprennent en partie celles vérifiées par Pee99b, et que nos méthodes de normalisation sont seulement plus précises, on s'attend à ce que nos valeurs finales soient respectivement proches de -1.8 et 0.9 pour n_ρ et σ_8 .

La Fig. 3.6 donne les points d'accord dans le plan (n_ρ, σ_8) pour les paramètres cosmologiques de P99a ($\Omega_0 = 0.2$, $\Lambda_0 = 0.8$, $h = 0.7$) et trois valeurs de la densité de baryons Ω_{bar} : 0.01, 0.03 et 0.05 sur les trois panneaux de gauche à droite respectivement. La contrainte *COBE* à $l \sim 10$ est donnée par la ligne continue, et la contrainte issue de l'abondance des amas à $z = 0$ par les tirets. Rappelons que l'on a utilisé la fonction de transfert Λ CDM pour ces calculs.

Pour $\Omega_{\text{bar}} = 0.05$, l'accord est obtenu à $n_\rho = -1.78$ et $\sigma_8 = 0.8$. Par simplicité, on prendra $n_\rho = -1.8$, c'est à dire $n_\phi = -2.5$, en tenant compte de notre correction de l'infléchissement de la pente du spectre discuté au paragraphe précédent.

3.4 Conclusion

On a décrit dans ce chapitre la méthode choisie pour générer les conditions initiales de nos simulations de DM. En particulier, on a analysé avec des outils simples deux points "critiques".

Le premier concerne la réalisation correcte de la forme de la DP du modèle χ_1^2 avec la taille de la grille numérique utilisée pour construire le champ non-gaussien, et sa préservation, à résolution fixée. Cette propriété est attendue d'après les résultats théoriques, pour un filtrage passe-bas de longueur de lissage croissante avec un noyau donné. On a aussi noté la sensibilité de la DP du champ de densité ρ , toujours à résolution fixée, par rapport à l'indice spectral que l'on souhaite obtenir. On a conclu sur la forme de la DP qu'aux hautes surdensités avec

3 Construction des conditions initiales

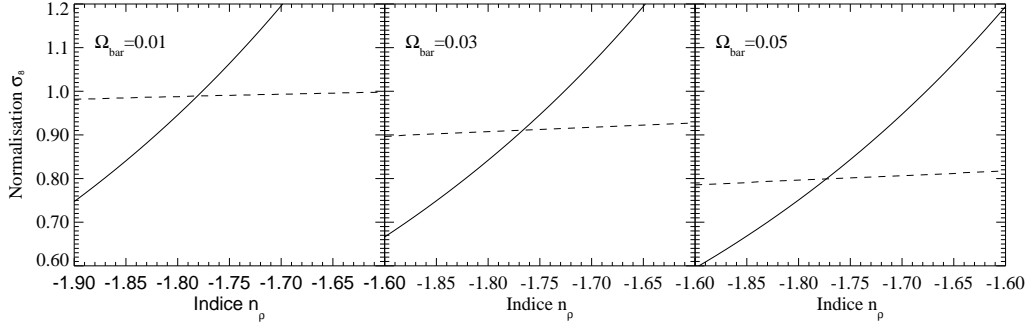


Fig. 3.6: Normalisation des paramètres libres (n_ρ, σ_8) du modèle ICDM simulé sous les contraintes *COBE* à $l \sim 10$ (lignes continues) et d'abondance des amas à $z = 0$ (tirets). Les trois panneaux correspondent à trois fractions de baryons Ω_{bar} : 0.01, 0.03 et 0.05, de gauche à droite.

$\delta/\sigma \gtrsim 1$, on peut considérer que la construction du champ ρ par transformation non-linéaire locale de ϕ est indépendante de la résolution choisie, lorsque le rayon de lissage est comparable à une taille de cellule d_{cell} . A des rayons de lissage R_{filt} supérieurs, pour une méthode donnée de réalisation du champ non gaussien et une grille fixée, la forme de la DP du champ de densité initial lissé varie très peu avec R_{filt} .

Le second point est l'infléchissement de l'indice spectral, qui est intrinsèque au processus non-linéaire de multiplication du champ gaussien par lui-même. Cet infléchissement est indépendant de la taille de la grille et on le corrigera de façon grossière en raidissant empiriquement la pente du champ gaussien initial ϕ .

Enfin, on a donné la normalisation de notre modèle ICDM sur les observations de l'amplitude des anisotropies du CMB aux premiers multipoles et sur l'abondance des amas de galaxies à $z=0$, à l'aide de l'indice spectral et de σ_8 . Notre indice spectral est très similaire à celui de Pee99a (avant d'appliquer la correction pour l'infléchissement), mais notre normalisation σ_8 est inférieure de 10%.

4

Tests standards des simulations numériques

Résumé

On présente des analyses simples de la distribution de la matière noire obtenue à $z = 0$ dans nos simulations “non collisionnelles” du modèle Λ CDM, à partir des conditions initiales décrites dans le chapitre précédent. Elles sont développées d’une part pour s’assurer d’une évolution raisonnable sous les régimes non linéaires qui se développent significativement plus tôt dans le cas non-gaussien que dans la cosmologie Λ CDM, d’autre part pour confirmer des prédictions analytiques, par exemple sur la fonction de masse des halos de DM. On évalue si, outre cette dernière et les statistiques plus spécifiques des amas qui forment le thème du chapitre suivant, d’autres quantités comme la densité de probabilité de la densité lissée et/ou celle des vitesses propres peuvent aussi discriminer facilement entre les cas gaussiens et non-gaussiens. On analyse deux simulations de côté 162 et $600 h^{-1}$ Mpc, contenant 256^3 particules chacune et adaptées respectivement à l’étude de la formation des galaxies et de la distribution spatiale des halos massifs de DM. On montre que, si les statistiques “à un point” de la distribution de masse à $z = 0$ sont différentes du cas gaussien, les statistiques “à deux points” de la masse restent très similaires, un résultat attendu compte tenu des contraintes satisfaites par le modèle Λ CDM.

4.1 Introduction : présentation des simulations

On a effectué deux grandes simulations “non collisionnelles”, avec matière noire uniquement, du modèle Λ CDM avec la normalisation du chapitre précédent. Les simulations suivent 256^3 particules de DM et couvrent des volumes cubiques de côtés comobiles 162 et

Tab. 4.1: Paramètres des simulations Λ CDM. L , N , M , l_{soft} , z_{init} donnent respectivement la longueur de l'arête cubique, le nombre de particules, leur masse ($10^{10} h^{-1} M_{\odot}$), la longueur de lissage gravitationnel comobile (en h^{-1} kpc) et le redshift de départ. On rappelle les paramètres cosmologiques utilisés.

| L h^{-1} Mpc | N | M | l_{soft} | z_{init} | Ω_0 | Λ_0 | Ω_b | h | σ_8 | n_{ρ} |
|------------------|---------|------|-------------------|-------------------|------------|-------------|------------|-----|------------|------------|
| 600 | 256^3 | 71.1 | 30 | 50 | 0.2 | 0.8 | 0.05 | 0.7 | 0.8 | -1.8 |
| 162 | 256^3 | 1.40 | 30 | 50 | 0.2 | 0.8 | 0.05 | 0.7 | 0.8 | -1.8 |

$600 h^{-1}$ Mpc respectivement. Elles constituent l'aboutissement de tests comme la vérification de la croissance linéaire des modes associés aux grandes échelles, ou celle de la forme de la DP de la densité de DM obtenue à $z = 0$ après lissage à ces échelles, qui ont été passés avec succès par des simulations contenant un nombre croissant de particules depuis 32^3 .

La simulation de côté $162 h^{-1}$ Mpc (par la suite S_2) a été conduite pour l'étude future de la formation des galaxies : sa taille a été choisie de sorte que la masse des particules y soit similaire à celle de la simulation *GIF* décrite dans Kauffmann et al. (1999a). Elle est conforme à nos attentes théoriques, mais on verra que le spectre de puissance en régime linéaire à $z = z_{\text{init}}$ montre un maximum attribué à la forte perte de puissance des premiers multiples du mode fondamental.

La simulation de côté $600 h^{-1}$ Mpc (par la suite S_1) est idéale pour calculer des statistiques moins bruitées sur les amas massifs, et pour tester le comportement des modes sur des échelles plus grandes que celles représentées sur S_2 où le spectre de puissance linéaire *théorique* de la densité atteint un maximum en raison de la fonction de transfert : la perte de puissance des premiers modes y est reportée à des échelles plus grandes, déjà largement atténuées théoriquement.

Pour ces deux simulations, on a utilisé 128 processeurs du CRAY T3E au Centre de Calcul de la Société Max-Planck à Garching (RZG¹). S_1 a été entièrement intégrée par HYDRA (Couchman et al. 1995). S_2 a été initialement intégrée avec HYDRA jusqu'à ce que le temps de calcul du régime non-linéaire ne devienne prohibitif à $z \sim 1$. Pour les redshifts plus tardifs, S_2 a été suivie avec GADGET (Springel et al. 2001b), en repartant de $z = 1.5$. La longueur de lissage gravitationnel a été conservée fixe à une longueur comobile de $30 h^{-1}$ kpc dans les deux cas, et le temps initial, fixé à $z_{\text{init}} = 50$, satisfait la contrainte décrite dans le chapitre précédent sur les déplacements initiaux maxima. Le tableau 4.1 résume les paramètres des simulations.

Le panneau gauche de la Fig. 4.1 présente la distribution projetée à $z = 0$ de la matière noire extraite d'une tranche d'épaisseur $15 h^{-1}$ Mpc au centre de la simulation non-gaussienne S_2 du modèle Λ CDM. Le côté de la région représentée est de $162 h^{-1}$ Mpc. Le panneau droit donne la distribution projetée de DM extraite d'une tranche centrale de la simulation gaussienne *GIF* Λ CDM, de même épaisseur. La largeur de la région est plus petite à $141 h^{-1}$ Mpc, mais tous les paramètres de l'algorithme de construction de l'image sont similaires à ceux de l'image non-gaussienne.

¹<http://www.rzg.mpg.de>

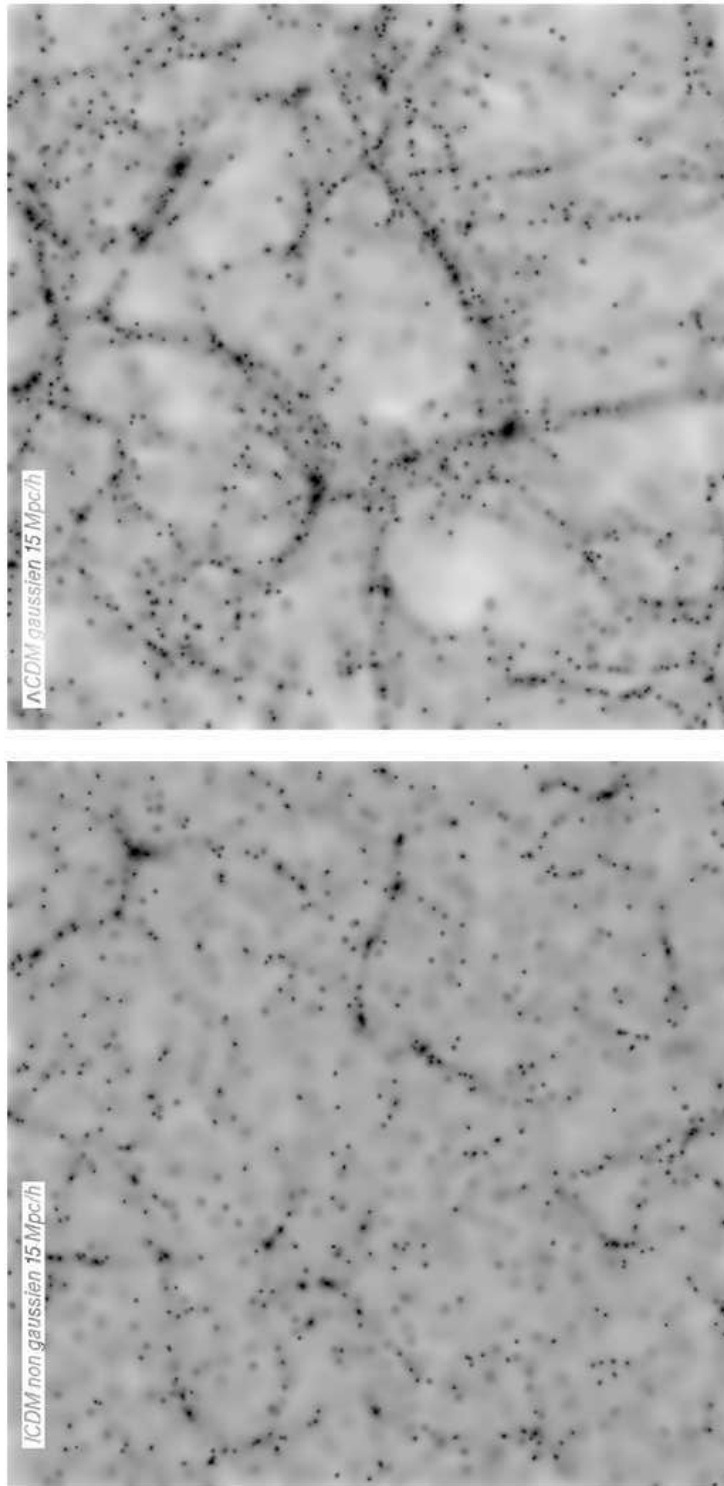


Fig. 4.1: Panneau de gauche : distribution de matière noire dans une tranche d'épaisseur $15 h^{-1} \text{ Mpc}$ extraite à $z = 0$ de la simulation non-gaussienne S_2 du modèle ICDM. Le côté de l'image est $162 h^{-1} \text{ Mpc}$. A droite, pour comparaison : tranche de même épaisseur extraite de la simulation gaussienne $GIF \Lambda\text{CDM}$. Le côté de l'image est $141 h^{-1} \text{ Mpc}$. Noter que, hormis la largeur de la région projetée, tous les autres paramètres de l'algorithme de visualisation sont similaires.

4.2 Tests standards : matière noire

Dans ce qui suit, on étudie le champ de densité de DM à $z = 0$ avec les outils les plus simples rappelés dans la première partie : le spectre de puissance et la fonction de corrélation, qui ont servi de base à la normalisation des simulations, et les DP de la surdensité des particules de DM et de la distribution de leurs vitesses propres. Si on s’attend à ce que les premiers, compte tenu des contraintes, soient relativement insensibles au caractère non-gaussien, les DP sont plus appropriées pour déterminer dans quelle mesure la distribution actuelle de la matière a gardé la trace du caractère non-gaussien primordial, et dans quelle mesure l’évolution non-linéaire a pu la diluer.

4.2.1 Spectre de puissance

Pour chaque simulation, le spectre de puissance est calculé en interpolant la distribution des particules sur une grille numérique de 128^3 points :

- à $z_{\text{init}} = 50$ avec un schéma TSC (voir section 2.3.5), pour obtenir une meilleure estimation aux premiers multiples du mode fondamental du volume cubique de simulation. Notons que l’on ne déconvolue pas ici le spectre obtenu, qui est donc biaisé aux modes approchant la fréquence de Nyquist de la grille.
- à $z = 0$ avec un schéma NGP qui ne nécessite pas de déconvolution.

Les panneaux gauche et droit de la Fig 4.2 donnent le spectre mesuré sur S_1 et S_2 respectivement. Les lignes continues et en tirets correspondent à $z = 0$ et à $z = 50$. Les lignes pointillées sont les spectres mesurés à $z = 50$ linéairement évolués jusqu’à $z = 0$. La ligne alternée est le spectre “théorique” proposé par P99a, de pente $n = -1.8$ mais normalisé à $\sigma_8 = 0.8$. Enfin, les données sont celles du catalogue *PSCz* (Sutherland et al. 1999). On voit que la croissance des modes aux grandes longueurs d’onde est en accord avec la prédiction linéaire. On discute à présent certains aspects du spectre de puissance linéaire, sans entrer dans l’analyse de la génération et du développement du régime non-linéaire : d’une part une étude précise du domaine non-linéaire n’apporterait probablement que peu d’informations supplémentaires sur les quantités qui nous intéressent dans la suite, d’autre part il semble plus profitable de faire cette analyse séparément à plus petite échelle ou à l’aide d’un catalogue de galaxies simulées dans le modèle Λ CDM. On rappelle cependant que Seto (2001) donne une base théorique pour l’analyse de l’évolution du spectre de la densité de DM dans des modèles non-gaussiens incluant le χ_1^2 , à partir du “formalisme du halo de DM” : cet *ansatz* combine les profils radiaux de densité des halos, leur biais et leur fonction de masse pour obtenir le spectre de puissance de la distribution de DM en régime non-linéaire. Il serait intéressant de confirmer ces prédictions analytiques avec nos simulations.

La pente du spectre initial des fluctuations, en régime linéaire, est proche des -1.8 théoriques, pour les nombres d’onde qui sont les mieux mesurés sur la grille : par exemple $k \sim 2 \pi N / (8 L)$ avec $N = 128$ la taille de la grille et L la longueur de l’arête du cube définissant la simulation. C’est le cas pour $k \sim 0.1 h \text{ Mpc}^{-1}$ et $k \sim 0.3 h \text{ Mpc}^{-1}$ pour les simulations S_1 et S_2 . Ces échelles sont typiques respectivement des séparations moyennes entre les groupes avec $M_{200} \sim 4 \times 10^{13} M_\odot$ et entre les galaxies spirales L_* . Ainsi, notre simulation S_2 reproduit bien la pente du spectre de la distribution observée des galaxies, aux échelles que l’on souhaiterait tester avec un algorithme semi-analytique de formation des

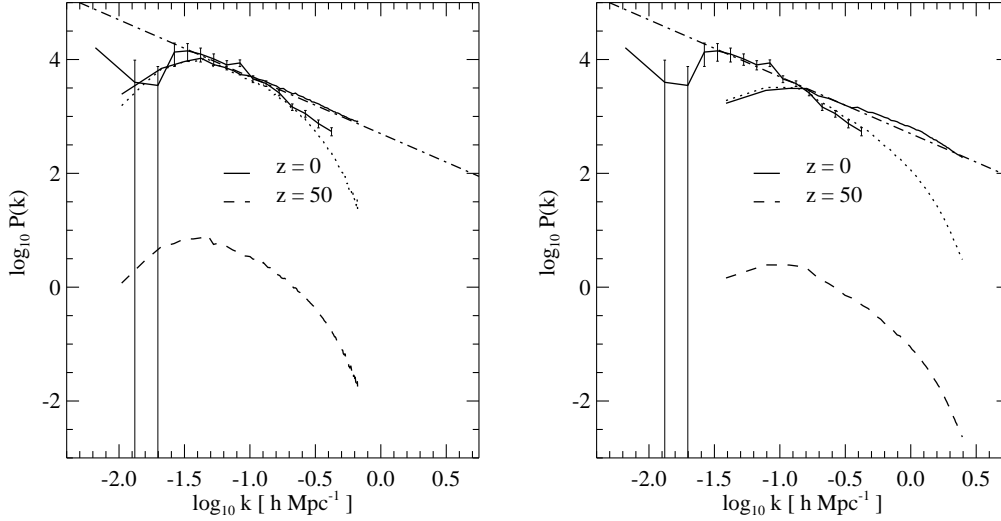


Fig. 4.2: Spectres de puissance de la distribution de DM dans les simulations non-gaussiennes S_1 ($600 h^{-1} \text{ Mpc}$, à gauche) et S_2 ($162 h^{-1} \text{ Mpc}$, à gauche) à $z = 50$ (tirets) et $z = 0$ (courbe continue), comparés aux données $PSCz$ et au spectre théorique de P99a (ligne alternée), normalisé à notre valeur $\sigma_8 = 0.8$. La courbe en pointillés est le spectre de puissance initial linéairement évolué à $z = 0$.

galaxies. Ceci suppose évidemment que le biais des galaxies reste d'amplitude raisonnable et relativement indépendant de l'échelle.

On peut remarquer une perte très nette de puissance aux premiers multiples du mode fondamental de chacune des simulations, un effet comparable à celui rencontré par RB00 ou W99. Bien sûr, la fonction de transfert ΛCDM contribue aussi à la suppression de la puissance aux premiers modes de la simulation S_1 , et un aperçu correct de la perte de puissance due uniquement à la transformation non-linéaire est plutôt obtenu sur le spectre de S_2 . Pour les raisons ci-dessus, on ne discutera pas davantage cette question.

À $z = 0$, la normalisation assez basse (σ_8) suppose un biais des galaxies optiques de $b_{\text{opt}} = 1.25$ et un biais plus faible des galaxies "IRAS" du $PSCz$ à $b_{\text{IRAS}} \sim 1.1$. Ces deux biais ne sont pas visibles sur le spectre de puissance de la simulation S_2 , en raison de la forte évolution non-linéaire.

En effet, dans les deux simulations, le spectre de puissance *évolué* s'infléchit par rapport à la prédiction linéaire, à des échelles semblables dans les deux cas de $k \sim 0.1 h \text{ Mpc}^{-1}$.

4.2.2 Fonction de corrélation

A cause de cette plus faible pente du spectre de puissance évolué à $z = 0$, aux échelles typiques des galaxies, on attend une décroissance plus rapide de la fonction de corrélation avec la séparation r . Pour un spectre de ρ en loi de puissance, d'indice n_ρ , la fonction de corrélation vaut $\xi(r) \propto r^{-(n_\rho+3)}$, soit théoriquement $\xi(r) \propto r^{-1.2}$ ici si l'on se place en régime linéaire. Le régime non-linéaire jaugé par le spectre de puissance mesuré sur les simulations ($n_{\rho, \text{nl}} \sim -1.1$) révèle une pente de $\xi(r)$ proche des -1.8 observés, à des séparations de l'ordre du Mpc/h . Les

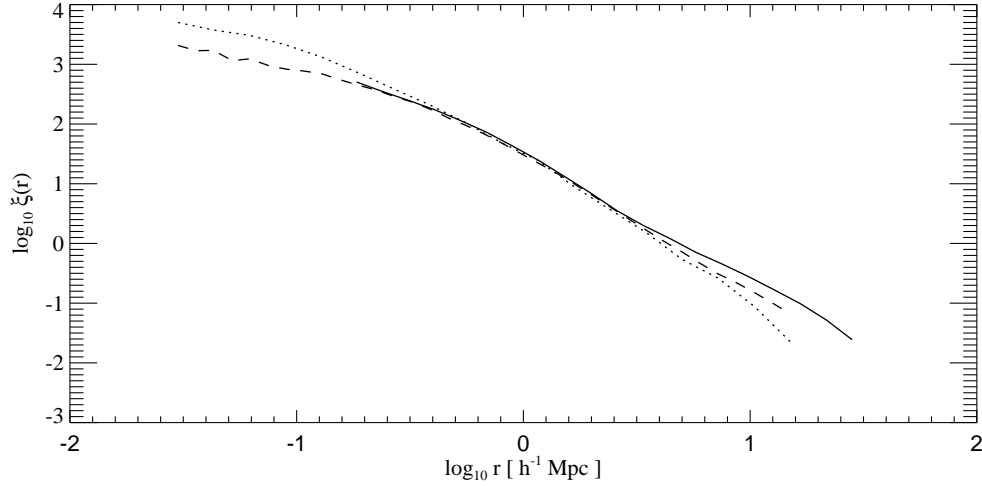


Fig. 4.3: Fonctions de corrélation de la distribution de DM à $z = 0$ dans les simulations non-gaussiennes S_1 (tirets) et S_2 (pointillés). La courbe continue est la corrélation de la DM mesurée dans la simulation gaussienne $GIF \Lambda\text{CDM}$, normalisée à $\sigma_8 = 0.8$.

fonctions de corrélation des deux simulations ΛCDM sont en accord surprenant avec celle, par exemple, du modèle ΛCDM , à la fois en pente et en amplitude : la Fig. 4.3 montre $\xi(r)$ dans les simulations S_1 (tirets) et S_2 (pointillés), en comparaison de la fonction de corrélation $GIF \Lambda\text{CDM}$ (ligne continue). Notons que la simulation $GIF \Lambda\text{CDM}$ est initialement normalisée avec $\sigma_{8,GIF} = 0.9$, et la courbe continue donne $b^2 \xi(r)$ avec $b = \sigma_{8,\Lambda\text{CDM}}/\sigma_{8,GIF} = 0.8/0.9 = 0.89$.

Une approximation par les moindres carrés d’une loi de puissance pour $\xi(r)$, mesurée sur la simulation S_1 , et qui sera utilisée par la suite pour le calcul de la longueur de corrélation théorique des halos, s’écrit :

$$\xi(r) = \left(\frac{r [h^{-1} \text{ Mpc}]}{4.3} \right)^{-1.86} \quad (4.1)$$

Considérées sous l’angle des statistiques à deux points du champ de densité que l’on a appliquées ici, les simulations non-gaussiennes sont donc indiscernables, par exemple, du cas standard gaussien ΛCDM . Parmi les statistiques “à un point”, on considère maintenant les DP du champ de densité et du champ des vitesses propres 1D et 3D des particules de matière noire.

4.2.3 DP de la surdensité de DM

Dans ce paragraphe, on considère les échelles sur lesquelles le champ de densité filtré devient non-linéaire. A partir de la simulation S_2 , on répartit la distribution des particules de DM à $z = 0$ sur une grille de taille 128^3 avec un procédé NGP, puis on lisse le champ avec une fenêtre “top-hat” de rayon $R_{\text{filt}} = 3, 5$ et $7 h^{-1} \text{ Mpc}$ respectivement. On a vérifié

que choisir une grille de 256^3 ne modifie pas nos conclusions à $R_{\text{filt}} = 3h^{-1}$ Mpc. On lisse la distribution de DM de la simulation S_1 de la même manière, sur $R_{\text{filt}} = 10, 20$ et $30 h^{-1}$ Mpc. Les écarts-type ainsi mesurés sur les simulations avec cette série de longueurs de lissage sont $\sigma_3 = 2.04$, $\sigma_5 = 1.11$, $\sigma_7 = 0.81$, $\sigma_{10} = 0.80$, $\sigma_{20} = 0.37$, $\sigma_{30} = 0.21$.

La partie gauche de la Fig. 4.4 donne les DP des surdensités de DM à $z = 0$ dans les deux simulations, normalisées à une variance unité. Les six longueurs de lissage, par ordre croissant, sont représentées par les courbes continues, pointillées, en tirets, alternées tiret-point, alternées tiret-point-point et en tirets longs.

La partie droite de la Fig. 4.4 compare la DP de la surdensité de DM à $z = 0$, lissée sur une longueur de $8 h^{-1}$ Mpc dans le cas non-gaussien Λ CDM (S_2 , ligne en tirets) à la DP correspondante de la simulation *GIF* Λ CDM (en pointillés). Les DP ont une variance unité. La courbe continue est l'approximation de la DP de la surdensité *initiale* de DM mesurée par RB00 en plaçant aléatoirement un grand nombre de sphères de rayon $8 h^{-1}$ Mpc dans leur simulation. La forme exacte de la DP évoluée peut dépendre, pour $\delta/\sigma \lesssim 1$, (1) de la méthode utilisée pour générer les conditions initiales de nos simulations non-gaussiennes, ainsi que de la forme du spectre de puissance initial (voir par exemple l'alinéa 3.2.1.3 du chapitre précédent) et (2) de l'évolution non-linéaire qui se propage jusqu'à de grandes échelles dans nos simulations. On rappelle que RB00 n'ont pas appliqué de fonction de transfert à leur simulation de modèle en χ_1^2 , et leurs approximations ne sont données qu'à titre indicatif. En outre, on compare sur cette figure un champ de densité initial complètement linéaire à un champ de densité évolué à $z = 0$, et ce dernier est sensiblement non-linéaire, même sur des échelles de $8 h^{-1}$ Mpc. Pour être complets, notons qu'il serait intéressant de comparer les résultats numériques obtenus avec ces DP calculées sur des échelles suffisamment grandes $R_{\text{filt}} \gtrsim 10 h^{-1}$ Mpc et modérément non-linéaires à $z = 0$, avec les prédictions analytiques pour les moments d'ordre supérieurs obtenues dans le cadre de la théorie des perturbations : par exemple, pour le modèle Λ CDM, Gaztanaga & Fosalba (1998) ont calculé les corrections non-linéaires pour obtenir σ^2 , D_3 et D_4 , à partir valeurs pour la DP "initiale linéaire" : $D_{3,1} = 2.46$ et $D_{4,1} = 9.87$, avec D_3 et D_4 théoriquement indépendants de l'échelle de lissage. Même à une échelle de $R_{\text{filt}} \sim 10 h^{-1}$ Mpc, ils soulignent que ces corrections peuvent être, pour une DP initiale en χ_1^2 , de plus d'un ordre de grandeur supérieures à celles calculées pour d'autres modèles non-gaussiens, par exemple où les fluctuations de densité sont provoquées par des défauts topologiques sous forme de textures (Gaztanaga & Mähönen 1996).

4.2.4 DP du champ des vitesses propres

La DP en un point du champ des vitesses propres des *particules de DM* constitue la base à partir de laquelle on va interpréter et comparer les résultats du chapitre suivant sur les vitesses propres des *amas de galaxies*. L'étude des vitesses propres est motivée par :

1. la complémentarité avec la fonction de masse des amas et leur longueur de corrélation pour lever les dégénérescences entre la forme de la DP du champ de densité initial et les paramètres cosmologiques
2. les remarques de Bahcall et al. (1994) qui notent que la forme de la DP du champ des vitesses propres est un test envisageable pour mettre en relief une possible forme non-gaussienne pour la DP du champ de densité initial

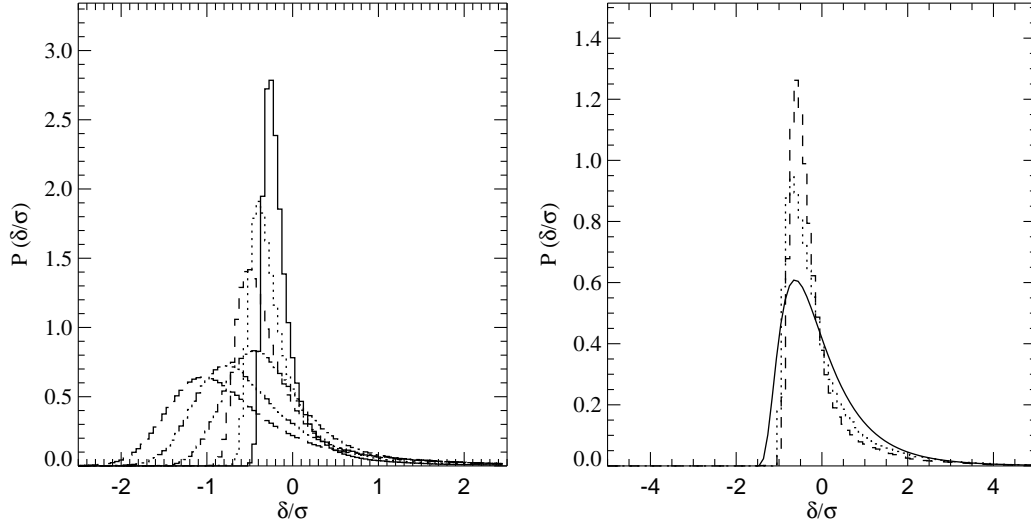


Fig. 4.4: A gauche : DP à $z = 0$ de la surdensité de DM dans les simulations S_1 et S_2 , obtenues en lissant le champ de DM avec une fenêtre “top hat” dans l’espace réel. Les histogrammes en lignes continues, en tirets et en pointillés correspondent à $R_s = 3, 5$ et $7 h^{-1}$ Mpc respectivement (S_2). Les histogrammes en lignes alternées tiret-point, alternées tiret-point-point et tirets longs) sont obtenus avec $R_s = 10, 20$ et $30 h^{-1}$ Mpc respectivement (sur S_1). Les DP ont été normalisées à une variance unité.

A droite : DP à $z = 0$ de la surdensité de DM dans la simulation S_2 du modèle Λ CDM, obtenue à $R_{\text{fit}} = 8 h^{-1}$ Mpc (tirets), comparée au cas gaussien de la simulation *GIF* Λ CDM (pointillés) et à l’approximation de RB00 (courbe continue) obtenue *en régime linéaire* sur leur modèle χ_1^2 , avec pour ce dernier cas un spectre en loi de puissance “bleu” $n_\rho \sim -1.6$, sans fonction de transfert.

Dans le cas où le champ de densité initial est gaussien, il est connu (Kofman et al. 1994, par la suite K94) que la DP en un point du champ des vitesses propres unidimensionnelles reste gaussienne en régime quasi-linéaire (en densité), après l’approximation de Zel’dovich, et même dans le régime où les trajectoires des particules se croisent (i.e. lorsque deux particules deviennent “suffisamment” proches), et qui a été testé par les simulation numériques.

Comme expliqué par Scherrer (1992, dans la suite S92) et K94, même un modèle avec un champ de densité ou un potentiel gravitationnel initialement non-gaussien *peut* développer une DP de vitesses propres *gaussienne* dans le régime linéaire et conserver cette forme ultérieurement sous l’approximation de Zel’dovich. Toutefois, cette évolution n’est pas garantie, elle dépend du modèle et elle doit être testée au cas par cas.

S92 a déduit analytiquement la forme de la DP de la vitesse propre unidimensionnelle dans le régime linéaire pour deux séries de modèles non-gaussiens :

- dans la première série, la distribution de surdensité est obtenue par convolution d’un profil de densité avec une série de points aléatoirement distribués spatialement, mais dont les propriétés statistiques sont connues
- dans la deuxième série, le potentiel gravitationnel en un point est obtenu par une

transformation non-linéaire locale d'un champ aléatoire gaussien

Dans ses exemples du premier cas (HDM avec des “sources” aléatoires, et textures avec CDM), S92 montre que la distribution des vitesses propres unidimensionnelles est proche d'une gaussienne. Dans le second cas, S92 obtient des DP symétriques mais qui peuvent être clairement non-gaussiennes, avec comme caractéristique commune un “moment réduit” du quatrième ordre D_4 largement positif.

Au niveau des simulations, les premières études du champ des vitesses propres d'une série de modèles non-gaussiens remontent à Moscardini et al. (1991); Lucchin et al. (1995); Gooding et al. (1992) et W92. Alors que W92 utilisent un spectre en loi de puissance, libre d'échelle et sans fonction de transfert pour leurs conditions initiales, et se concentrent surtout sur l'écart-type des différences de vitesse des galaxies associées par paires, les trois premiers travaux cités ont considéré des modèles non-gaussiens peut-être plus réalistes, par exemple une série de champs de densité ou de potentiels gravitationnels non-gaussiens, avec un spectre de puissance de la forme CDM ou encore des défauts topologiques comme les textures.

Par exemple, Lucchin et al. (1995) ont étudié le régime non-linéaire du champ des vitesses propres de leurs simulations en filtrant sur une échelle de $\sim 2.5 h^{-1}$ Mpc. Dans le cas de leur modèle χ_1^2 pour le *potentiel gravitationnel*, qui ne correspond pas *a priori* au cas Λ CDM où c'est le champ de *densité* initial qui est distribué selon une loi de χ_1^2 , ils ont trouvé que la DP de la norme de la vitesse propre 3D présente une *extension* aux grandes vitesses, qui n'apparaît pas dans le cas d'un modèle gaussien avec le même spectre de puissance initial. Au contraire, Gooding et al. (1992) obtiennent une forme gaussienne pour la DP du champ de vitesses propres unidimensionnelles, mesurée après un filtrage de $10 h^{-1}$ Mpc dans leur simulation non-gaussienne d'un modèle CDM où les fluctuations de densité de DM sont engendrées par des textures. Ces deux résultats vont dans le sens des prédictions analytiques de S92.

On considérera ici pour l'analyse des vitesses de DM les échelles où le champ de densité est encore linéaire ou quasi-linéaire. A $z = 0$, $\sigma_{\text{filt}} = 1$ pour $R_{\text{filt}} \sim 12 h^{-1}$ Mpc, ce qui correspond à une masse lagrangienne de $M_{\text{filt}} \sim 4 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$, caractéristique des amas massifs. Les effets non-linéaires dans l'analyse de la distribution des vitesses propres de DM sont secondaires à ces échelles et au-delà. En outre, ces échelles nous intéresseront au premier plan dans le chapitre suivant, lorsque l'on détaillera la distribution des vitesses des amas.

Les quantités de mouvement et les masses des particules sont distribuées sur une grille fine avec une largeur de cellule beaucoup plus petite que la longueur de filtrage, à l'aide d'un schéma NGP. A chaque point de la grille, on fait le rapport entre la quantité de mouvement totale et la masse accumulée pour avoir la vitesse propre. Le champ des vitesses propres ainsi lissé est échantillonné sur une grille de taille 128^3 , comme au paragraphe précédent. Choisir une grille de taille 256^3 ne change pas les résultats.

Le panneau supérieur de la Fig. 4.5 donne les histogrammes, à $z = 0$, de la DP $P(v)$ de la vitesse propre unidimensionnelle des particules de la simulation Λ CDM S_1 . Le champ des vitesses propres a été lissé avec une fenêtre “top-hat” sur des échelles de 10, 15, 20, 25 et $30 h^{-1}$ Mpc successivement, ce qui correspond aux courbes continues, en pointillés, en tirets, alternées point-tiret et alternées tiret-point-point respectivement. Ces distributions sont comparées à des gaussiennes de même écart-type (courbes continues) que celui des distributions mesurées.

L'accord n'est pas parfait, et les distributions des vitesses propres unidimensionnelles ne se rapprochent qu'approximativement d'une forme gaussienne. L'asymétrie latérale est faible à toutes les échelles de lissage, mais on voit qu'à la fois les faibles et très grandes vitesses propres sont favorisées par rapport au cas gaussien. On retrouve donc, comme S92 dans le cas de *potentiels* non-gaussiens obtenus par transformation non-linéaire locale d'un champ gaussien, un moment du quatrième ordre réduit positif. Pour compléter cet aspect, le panneau inférieur de la Fig. 4.5 montre la DP du module des vitesses propres tridimensionnelles, en fonction des longueurs de filtrage précédentes, avec leur distribution maxwellienne associée de variance $\sigma_{v,1D}$ déduite de celle des DP mesurées. Cette distribution est attendue en théorie si la DP du champ des vitesses propres 1D est gaussienne et si le champ des vitesses est isotrope.

Le tableau 4.2 donne $\sigma_{v,3D}$ obtenu avec la théorie linéaire, puis mesuré sur la simulation S_1 du modèle Λ CDM. Les écarts-type mesurés sont systématiquement plus faibles que ceux prévus par la théorie linéaire. Ceci peut être la conséquence de la perte de puissance associée à la réalisation des modes initiaux premiers multiples du fondamental, ou être un effet de l'évolution non-linéaire, même si on peut s'attendre intuitivement à ce que les non-linéarités ajoutent de la puissance, particulièrement à petite échelle.

En régime linéaire, rappelons que le champ des vitesses s'obtient en intégrant le champ de densité :

$$\vec{v}(\vec{r}) = -\frac{H \Omega^{0.6} a}{4 \pi} \int \frac{\delta(\vec{r}') (\vec{r} - \vec{r}') d^3 \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (4.2)$$

Pour un champ $D(\vec{x})$, ce processus d'addition effectué sur un grand nombre de variables *indépendantes* $D(\vec{x}_i)$ de même densité de probabilité résulte en une tendance de la forme de la DP des vitesses vers une distribution gaussienne, par rapport à la DP du champ de densité. Ceci s'explique par le "théorème central limite", modulo une dépendance évidente par rapport à la longueur de cohérence du champ de densité, si celui-ci n'est pas gaussien. Dans la simulation S_1 par exemple, le couplage entre les modes de densité subsiste au moins en partie au niveau des vitesses propres, d'après la forme de la DP, mais il est difficile de comprendre pourquoi ce couplage pourrait aussi contribuer au fait que la variance mesurée est inférieure à celle prédite par la théorie linéaire, la variance étant une statistique à deux points.

Sur des échelles plus petites que celles considérées ici, la variation de l'écart-type de la différence des vitesses (3D) des galaxies, et éventuellement des particules de DM considérées par paires en fonction de leur séparation, $\sigma_v(r)$, constitue un test supplémentaire aux plus petites échelles de 3 à 5 h^{-1} Mpc.

Ce point a été abordé par W92 dans leur série de simulations numériques de modèles non-gaussiens avec spectre en loi de puissance. Dans le cas gaussien, Kauffmann et al. (1999a) trouvent que leurs meilleurs modèles semi-analytiques de formation des galaxies dans des cosmologies τ CDM et Λ CDM sont en très bon accord avec les écarts-type sur le redshift survey *CfA2N*, qu'ils déduisent de la fonction de corrélation dans l'espace des redshifts avec une méthode similaire à celle de Marzke et al. (1995). Par ailleurs, leurs mesures de $\sigma_v(r)$ sont assez similaires selon qu'ils choisissent les particules de DM ou les galaxies de leur modèle SA.

On reporte la discussion de la variance de la différence des vitesses des galaxies groupées par paires à un travail ultérieur qui utilisera les catalogues artificiels de galaxies du modèle

Tab. 4.2: Ecarts-type en théorie linéaire et mesurés des vitesses propres 3D de la DM dans la simulation ICDM S_1 , pour une série de longueurs de lissage R_{filt} .

| $R_{\text{filt}} (h^{-1} \text{ Mpc})$ | 10 | 15 | 20 | 25 | 30 |
|--|-----|-----|-----|-----|-----|
| $\sigma_{v,3D}$ linéaire (km/s) | 182 | 163 | 147 | 135 | 124 |
| $\sigma_{v,3D}$ mesuré (km/s) | 151 | 130 | 118 | 107 | 97 |

ICDM que l'on projette de construire avec les schémas semi-analytiques utilisés dans la deuxième partie.

4.3 Tests standards : halos de matière noire

On poursuit ici la série de tests de la section précédente en considérant les objets collapsés : on discute d'abord les profils radiaux de densité des amas et on confronte la fonction de masse mesurée aux prédictions analytiques de RB00 rappelées dans le chapitre 2. Les comptages de halos de DM nous permettent aussi d'aborder un problème inhérent à toute simulation numérique de formation de structures dans un volume cosmologique : la *taille* du volume simulé. En particulier, dans des simulations non-gaussiennes comme celles présentées ici, où la DP reste significative aux fortes surdensités par rapport au cas gaussien, les modes qui ne sont pas représentés, de longueur d'onde supérieure à la taille de la boîte, sont *a priori* susceptibles d'introduire des surdensités non négligeables même en moyennant sur la simulation dans son ensemble. La comparaison du nombre de halos obtenus dans la totalité de S_2 et du nombre de halos dans plusieurs régions distinctes de S_1 , de même volume que S_2 va nous permettre de quantifier ce problème.

4.3.1 Profils radiaux de densité des amas

Simultanément avec la mesure de la fonction de masse des halos dans les simulations S_1 et S_2 et la définition des masses virielles de halos, l'utilisation (1) d'un facteur empirique de $b = 0.2$ pour la longueur de liaison de l'algorithme $_{\text{FOF}}$, $l_{\text{FOF}} = b \bar{d}$ où \bar{d} est la séparation moyenne entre les particules et l_{FOF} la longueur de liaison, et (2) de $\rho/\rho_{\text{crit}} \sim 200$ pour la définition des quantités virielles, qui sont les choix habituels pour l'analyse des simulations gaussiennes, contiennent implicitement l'hypothèse que les profils radiaux de densité des halos du modèle ICDM sont similaires à ceux du cas gaussien (i.e. à la forme générique NFW de Navarro et al. 1996).

Pour vérifier la validité de cette hypothèse, on trace sur la Fig. 4.6 les profils de densité radiaux des trois halos les plus massifs de la simulation S_2 respectivement en pointillés, tirets et courbes alternées, avec le profil d'un halo extrait d'une simulation gaussienne, en courbe continue. On trouve un bon accord à la fois entre les halos ICDM eux-mêmes et avec le cas gaussien, sur les valeurs de $u = r/R_{200}$ tracées. La forme NFW reproduit aussi bien le profil de densité des objets collapsés de la cosmologie non-gaussienne : les losanges montrent un profil NFW (équation 3.14 du troisième chapitre de la première partie) avec $c = 1$, normalisé avec l'amplitude donnée en 3.16. Les halos contiennent typiquement ~ 60000 particules dans la simulations S_2 , et le halo "gaussien" a ~ 120000 particules.

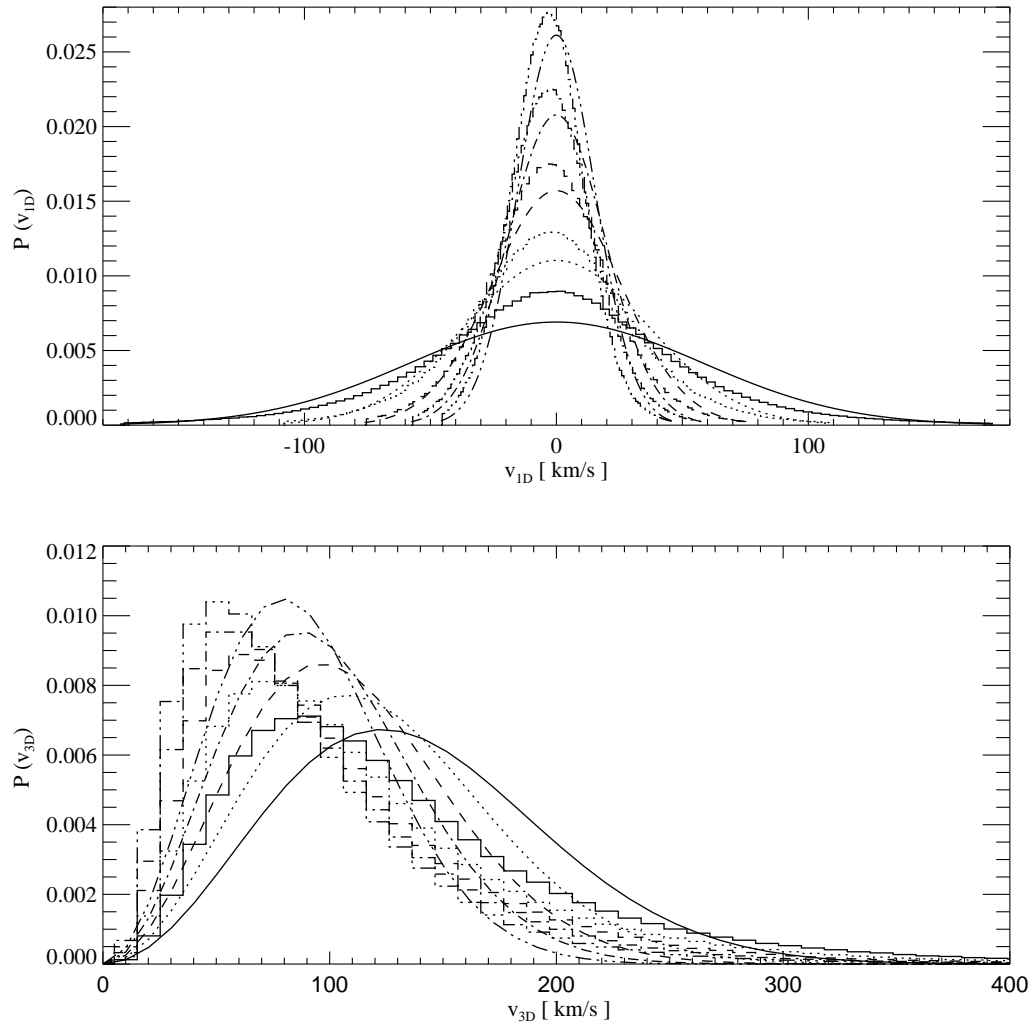


Fig. 4.5: En haut : DP à $z = 0$ de la vitesse propre 1D de DM dans la simulation S_1 du modèle Λ CDM, obtenues en lissant le champ de densité avec un filtre “top-hat” avec une série de rayons R_{filt} de 10, 15, 20, 25 et $30 h^{-1}$ Mpc. Ces valeurs de R_{filt} correspondent respectivement aux histogrammes aux lignes continues, en pointillés, en tirets, alternées tiret-point et alternées tiret-point-point. Les courbes continues donnent les distributions gaussiennes associées avec la même variance que les histogrammes. En bas : DP à $z = 0$ du module de la vitesse propre 3D de DM dans la simulation S_1 du modèle Λ CDM, obtenues en lissant le champ de densité sur la même série de longueurs de filtrage R_{filt} que pour le panneau supérieur. Le codage des courbes est identique. Les courbes continues donnent les distributions maxwelliennes associées avec la même variance $\sigma_{v,1D}$ que les histogrammes.

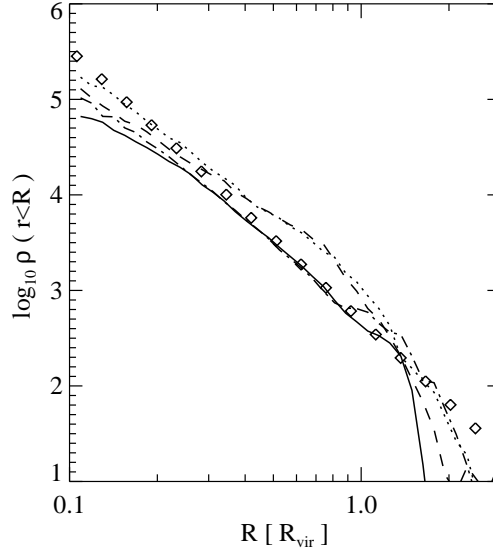


Fig. 4.6: Profils radiaux de densité des trois halos les plus massifs extraits de la simulation S_2 du modèle ICDM, en pointillés, tirets et courbe alternée, comparés à un halo extrait d'une simulation gaussienne (courbe continue). Les losanges marquent un profil NFW avec une concentration $c = 1$.

4.3.2 Fonction de masse des halos

On compare sur la Fig. 4.7 les fonctions de masse (FM) des halos de DM mesurées à $z = 0$ dans les simulations ICDM S_1 (courbe alternée) et S_2 (en tirets), avec les prédictions théoriques de RB00 rappelées en 2.1 (courbe continue). Les courbes horizontale et verticale marquent l'abondance locale observée des amas qui a été utilisée pour la normalisation. Les halos ont été identifiés en utilisant l'algorithme FOF (Davis et al. 1985) avec le facteur $b = 0.2$ rappelé ci-dessus, suivant une pratique courante pour les simulations gaussiennes (Mo et al. 1996). L'accord entre les FM simulées et la prédiction analytique est excellent. Il sera de même qualité aux redshifts plus élevés, si on considère pour la masse du halo, comme d'habitude dans le cas gaussien, la *totalité* des particules liées par l'algorithme FOF.

Plutôt que d'utiliser le seuil théorique obtenu dans le cadre du modèle de collapse sphérique et donné dans le tableau 3.1 de la première partie, on a vu que l'on s'est tenu dans la deuxième partie à un facteur "gaussien" de 200 par rapport à la densité critique de l'univers pour définir $M_{\text{vir}} = M_{200}$. Ici, pour avoir une estimation de la différence entre M_{tot} et M_{200} , et tester l'approximation de RB00 à haut redshift, on donne sur les deux panneaux de la Fig. 4.8 les FM mesurées dans la simulation S_2 pour une série de redshifts (courbes continues), et on les compare aux prédictions de RB00 (tirets).

Comme les tests validant empiriquement le formalisme PS avec des simulations numériques gaussiennes prennent en compte la masse totale des halos (Mo et al. 1996; Jenkins et al. 2001). En utilisant ici le formalisme PS "non-gaussien" de RB00, on s'attend donc à retrouver leur accord pour la masse totale, mais à obtenir évidemment des surestimations systématiques

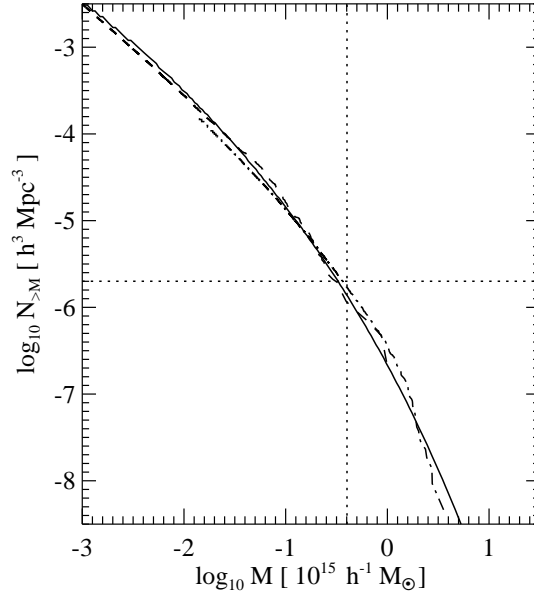


Fig. 4.7: Vérification des fonctions de masse des halos de DM à $z = 0$ des simulations ICDM S_1 (courbe alternée) et S_2 (tirets), comparées à la prédiction théorique de RB00 (courbe continue). Les courbes horizontale et verticale donnent l'abondance locale observée des halos à $z = 0$. Pour ces tracés, on a utilisé la *masse totale* des halos donnée par l'algorithme FOF.

pour M_{vir} . C'est ce qui est observé, même si les FM obtenues pour $M_{\text{vir}} \sim 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ à $z = 3$ et $z = 1.5$ sont elles aussi en accord avec RB00, alors que l'abondance des halos avec $M_{\text{tot}} \sim 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ est légèrement surestimée à ces redshifts. A $z = 0$, aux "petites" masses de $M_{\text{tot}} \lesssim 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, il est connu dans le cas gaussien que l'approximation PS surestime le nombre de halos, et qu'elle sous-estime le nombre de halos de la taille des amas. C'est une des motivations pour le travail de calibration de Jenkins et al. (2001) sur les simulations numériques, dont on a vérifié l'application gaussienne en deuxième partie de thèse. On retrouve ici la surestimation caractéristique aux petites masses, largement amplifiée si on compare la masse virielle aux prédictions, et on note que la sous-estimation des halos d'une taille similaire à celle de Coma ne semble pas apparaître dans la simulation non-gaussienne, bien que la FM mesurée soit bruitée à ces valeurs.

On vérifie ici des comportements que l'on a constatés sur des simulations du modèle ICDM avec moins de particules : ils ne dépendent pas de la résolution.

4.3.3 Influence des modes non représentés

4.3.3.1 Position du problème

Une difficulté liée à l'utilisation d'un volume cubique de simulation fini V_1 d'arête L_1 provient de l'impossibilité de représenter les modes de longueur d'onde supérieure à l'arête du cube de simulation. En considérant une simulation cubique de volume supérieur $V_2 \gg V_1$,

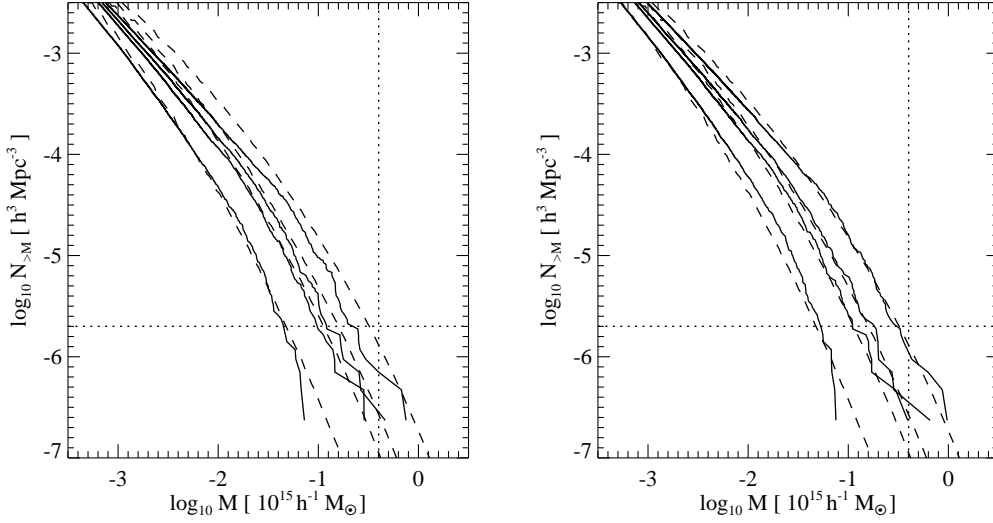


Fig. 4.8: Comparaison des fonctions de masse *virielle* (à gauche) et *totale* (à droite) des halos de DM extraites de la simulation S_2 du modèle Λ CDM à $z = 3, 1.5, 1$ et 0 (courbes continues) aux prédictions de RB00 (tirets).

et qui contient la simulation V_1 , il est clair que l’effet sur le volume V_1 , plus petit, est de simuler une densité moyenne de masse $\Omega_{0,V1}$ qui diffère de la densité cosmique Ω_0 par une quantité δ_{Ω_0} qui peut prendre les valeurs pour lesquelles la DP du champ de densité lissé sur une longueur $R_{\text{filt}} \sim L_1$ reste significative :

$$\Omega_{0,V1} = \Omega_0 + \delta_{\Omega_0} \quad (4.3)$$

Notons que cet effet contribue aussi à ce qui est couramment appelé “variance cosmique” dans la littérature. En effet, cette dernière provient à la fois (1) du choix aléatoire des phases et des amplitudes des modes pour la construction dans l’espace de Fourier du champ initial de surdensité dans le volume de simulation, à des échelles $R_{\text{filt}} \leq L_1$, et dont l’effet peut être estimé en considérant un grand nombre de simulations indépendantes, et (2) de la présence des modes de longueur d’onde supérieure au côté du volume de simulation, modes qui sont négligés par construction.

Dans le cas d’un modèle gaussien, la DP du champ de densité cosmique lissé sur des échelles $R_{\text{filt}} \geq L_1$ sera aussi gaussien, puisque pour un volume de simulation suffisamment grand, la longueur de filtrage considérée est encore largement en régime linéaire. Pour une variance donnée, la fréquence des tirages de haute densité ($> 3\sigma$) est donc nettement diminuée par exemple par rapport au modèle χ_1^2 avec une troisième moment réduit D_3 positif, où la fréquence est plus grande que dans le cas gaussien par un facteur proche de 16. Outre la forme de la DP, l’écart-type de la surdensité de matière filtrée sur $R = L_1$ est petite. La probabilité de devoir ajouter, pour simuler les modes de grande longueur d’onde non représentés initialement, une surdensité importante à l’ensemble de la boîte V_1 est donc très limitée, et on ne corrige généralement pas pour ces densités “biaisées” (voir cependant les

motivations de Tormen & Bertschinger 1996 dans leur introduction).

Par contre, dans le cas du modèle non-gaussien en χ_1^2 où la fréquence des surdensités supérieures à 3σ est largement supérieure à celle d'une distribution gaussienne, et bien que la puissance associée aux modes non représentés soit faible, il est nécessaire d'estimer l'importance du phénomène. On traite ici cet aspect en utilisant la simulation de grand volume S_1 : on estime l'influence des modes représentés dans S_1 mais non représentés dans S_2 avec une statistique très simple : le *nombre total de halos* dans des intervalles de masse consécutifs. Ces halos sont identifiés à $z = 0$ dans des sous-volumes cubiques de S_1 exclusifs entre eux, adjacents, et de volume similaire chacun à S_2 . Pour chacun des intervalles de masse de halos, on mesure la distribution du nombre de halos sur l'ensemble de ces sous-volumes de S_1 , et on compare aussi la moyenne de chaque distribution à la valeur effectivement trouvée sur S_2 . On pourra objecter deux points :

1. les sous-volumes de S_1 ne constituent pas un ensemble de tirages indépendants qui permettraient de reconstruire la vraie distribution de probabilité sous-jacente des fluctuations du nombre de halos, à l'échelle de la taille de chacun de ces sous-volumes.
2. choisir comme statistique le nombre de halos comme témoin de la densité de matière Ω_0 "locale" au niveau de chaque sous-volume est discutable. La relation théorique entre Ω_0 et le nombre de halos dans un intervalle de masse donné peut être obtenue à partir du formalisme de la section 2.1, mais dans le cas général, il est peu probable que la relation soit linéaire.

En réponse à la première remarque, on note que le nombre de modes de fluctuations de densité dont les fréquences sont comprises entre le mode fondamental du volume S_1 et le mode fondamental des sous-volumes est $(N - 1)^3$, si N est le rapport, supposé entier par simplicité, entre le côté de la simulation S_1 et le côté d'un sous-volume. On a donc $2(N - 1)^3$ degrés de liberté pour les fluctuations de densité représentées dans le volume S_1 mais non représentables dans les sous-volumes. Si le volume S_1 est entièrement pavé, ces degrés de liberté se partagent entre N^3 sous-volumes. On ne poursuivra pas cette analyse, mais pour le cas traité ci-dessous avec $N = 4$, on voit que les sous-volumes ne sont clairement pas des traceurs indépendants des fluctuations de plus grande longueur d'onde, et qu'ils constituent donc des estimateurs biaisés. Toutefois, le nombre de degrés de liberté reste raisonnable.

Un argument heuristique quant au problème de la conservation de la DP entre les variations de Ω_0 et le nombre de halos est la possibilité, si les fluctuations de surdensité extérieures à la grille ont un écart-type assez faible, d'avoir une relation linéaire (biais) qui propagera les fluctuations de la DM à grande échelle au nombre obtenu de halos de faible masse N_{halos} . Là encore, une étude plus précise est nécessaire, et la quantité N_{halos} n'est pas forcément idéale, mais simple d'emploi et suffisante pour nos objectifs.

4.3.3.2 Résultats

Pratiquement, on subdivise la simulation S_1 en 4^3 cubes de côté $150 h^{-1}$ Mpc soit pour chacun un volume de 80% de celui de S_2 . Dans ces sous-ensembles, on mesure le nombre de halos de DM dans une série d'intervalles de masse qui sont construits à partir de limites sur le nombre de particules des halos. On ne considère que les halos de masses faibles, pour avoir des statistiques suffisantes. On prend 8 intervalles consécutifs avec [10 20] particules dans le premier et un incrément d'un facteur 2 d'un intervalle au suivant.

Pour chaque intervalle de masse, la distribution du nombre de halos dans les 64 sous-ensembles est tracée avec des histogrammes sur la Fig. 4.9. Elle a été ramenée à une moyenne nulle et à une variance unité. La ligne en tirets verticale donne le nombre de halos obtenus dans une région de volume $150^3 h^{-3} \text{Mpc}^3$ extraite de S_2 , pour les mêmes 6 intervalles de *masse* qu'utilisés pour sélectionner les halos de S_1 .

Bien que les distributions obtenues ne soient pas gaussiennes, car le nombre de sous-volumes considérés reste modéré, l'asymétrie des DP demeure limitée, et sur aucun des intervalles de masse, la DP ne s'étend à plus de $\sim 2\sigma$ de la valeur moyenne : le pire cas étant $40 < N_{\text{part}} < 80$, avec une extension en direction d'un nombre plus faible de halos. D'autre part, les nombres de halos mesurés sur la région extraite de S_2 (et de même volume que les boîtes extraites de S_1) sont toujours à l'intérieur d'une extension $\pm 2\sigma$ autour de la moyenne du nombre de halos sur ces sous-volumes, sauf pour l'intervalle de masse $80 < N_{\text{part}} < 160$, où l'abondance mesurée sur S_2 est à plus de 4σ . Sur les 6 intervalles de masse, on peut toutefois remarquer une tendance systématique à trouver davantage de halos dans S_2 que les moyennes calculées sur les régions de S_1 , mais cet effet reste faible.

La Fig. 4.10 montre la même étude pour des simulations gaussiennes du modèle ΛCDM . On a utilisé une simulation de grande taille ($479 h^{-1} \text{Mpc}$) avec 512^3 particules effectuée par N. Yoshida dans le cadre du Consortium VIRGO, et on compare la distribution des amas dans 64 sous-volumes cubiques avec le nombre obtenu dans une simulation de plus petite taille, ici la simulation *GIF* ΛCDM de $141.3 h^{-1} \text{Mpc}$ de côté. Comme les deux échelles sont légèrement plus petites que pour le cas non-gaussien, avec un même facteur de réduction, et à cause de la différence de forme *a priori* entre spectre de puissance des fluctuations initiales isocourbure et adiabatique, les modes non représentés dans la simulation *GIF* mais inclus dans la simulation VIRGO correspondent à une région relativement "plate" du spectre initial ($\log k \geq -2$ sur la Fig. 2.2 du deuxième chapitre de la première partie). La puissance négligée, plus importante ici, pourrait donc compenser le fait d'avoir une distribution gaussienne où les fréquences des événements à plusieurs σ sont très faibles. Les conclusions sont toutefois similaires au cas non-gaussien, incluant aussi la tendance à trouver davantage de halos dans la petite simulation.

Pour résumer, en considérant le cas $80 < N_{\text{part}} < 160$ de l'étude non-gaussienne comme une exception, on conclut de cette analyse très simple que la DP du nombre de halos de faible masse, mesurée sur des domaines disjoints de taille $150 h^{-1} \text{Mpc}$ d'une simulation de côté $600 h^{-1} \text{Mpc}$ ne présente pas d'extension significative (i.e. plusieurs σ) au-delà de la valeur moyenne calculée sur ces mêmes domaines. On peut tirer deux conclusions pour les simulations non-gaussiennes :

- les résultats obtenus directement sur les halos de DM de faible masse ou plus indirectement à partir de ces halos extraits de la simulation S_2 , par exemple concernant la formation des galaxies, doivent être assez représentatifs du cas général. Des régions de taille $\sim 150 h^{-1} \text{Mpc}$ d'un univers ΛCDM ne devraient donc pas différer notablement de S_2 sur ce plan.
- l'hypothèse que les statistiques sur les amas que l'on considérera au chapitre suivant à partir de la simulation S_1 de $600 h^{-1} \text{Mpc}$ ne sont pas d'avantage affectées par les modes négligés aux plus grandes longueurs d'onde est confortée. En outre, les amplitudes de ces modes sont davantage atténuées par la fonction de transfert, et leur puissance intégrée est plus faible que celle des modes compris entre les longueurs des arêtes des simulations S_1 et S_2 .

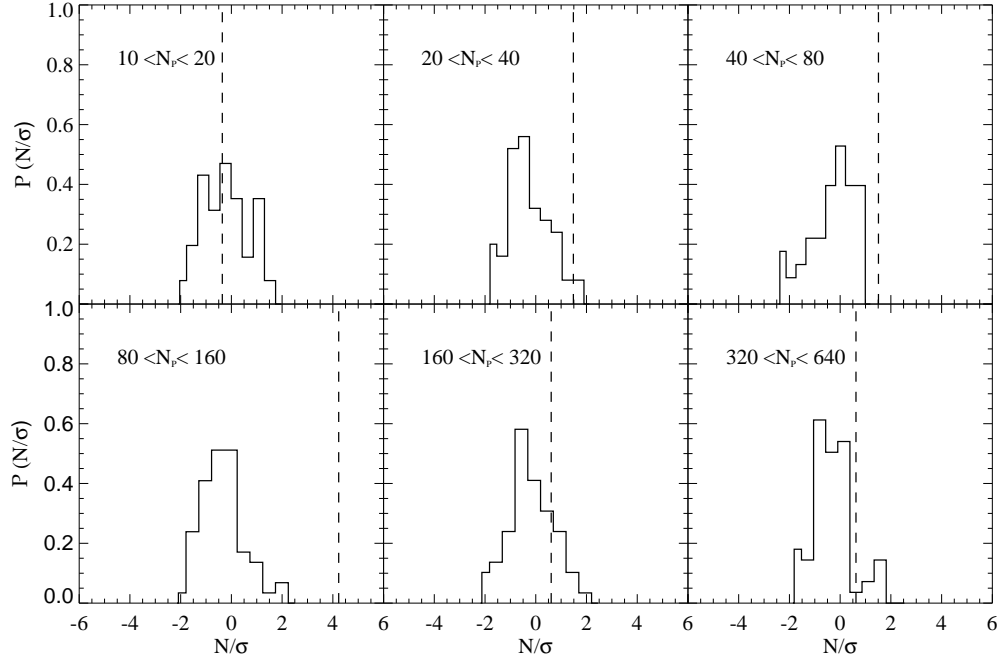


Fig. 4.9: Estimation de l'influence des modes à grande échelle non représentés dans S_2 , à l'aide des DP (histogrammes continus) du nombre de halos de faible masse dans 64 sous-ensembles de la simulation S_1 . Les six panneaux correspondent aux intervalles de masse successifs où on a choisi les halos. Dans chaque cas, la DP a été ramenée à une moyenne nulle et à une variance unité. La ligne en tirets verticale donne les nombres de halos obtenus dans une région de même volume que les sous-volumes de S_1 , et extraite de S_2 . Les intervalles de sélection des halos correspondent en masse.

- la comparaison avec le cas gaussien ne fait pas apparaître de différence systématique avec ce test.

4.4 Conclusion

On a décrit nos deux plus grandes simulations (256^3 particules) de l'évolution de la distribution de la matière noire seule dans le modèle Λ CDM non-gaussien, et on a présenté les statistiques courantes les plus simples "à un et deux points" que l'on a calculées sur la distribution de DM à $z = 0$.

On a vu que la forme du spectre de puissance à $z = 0$ est en accord aux grandes échelles ($R \gtrsim 12 h^{-1}$ Mpc) avec l'évolution linéaire des premiers multiples du mode fondamental depuis les conditions initiales, mais qu'aux échelles plus petites le développement du régime non-linéaire infléchit significativement le spectre jusqu'à atteindre $n_\rho \sim -1.1$. Avec la précaution due à cette évolution non-linéaire, l'amplitude du spectre évolué est en accord raisonnable avec celle du spectre de la distribution observée des galaxies du survey *PSCz* par exemple.

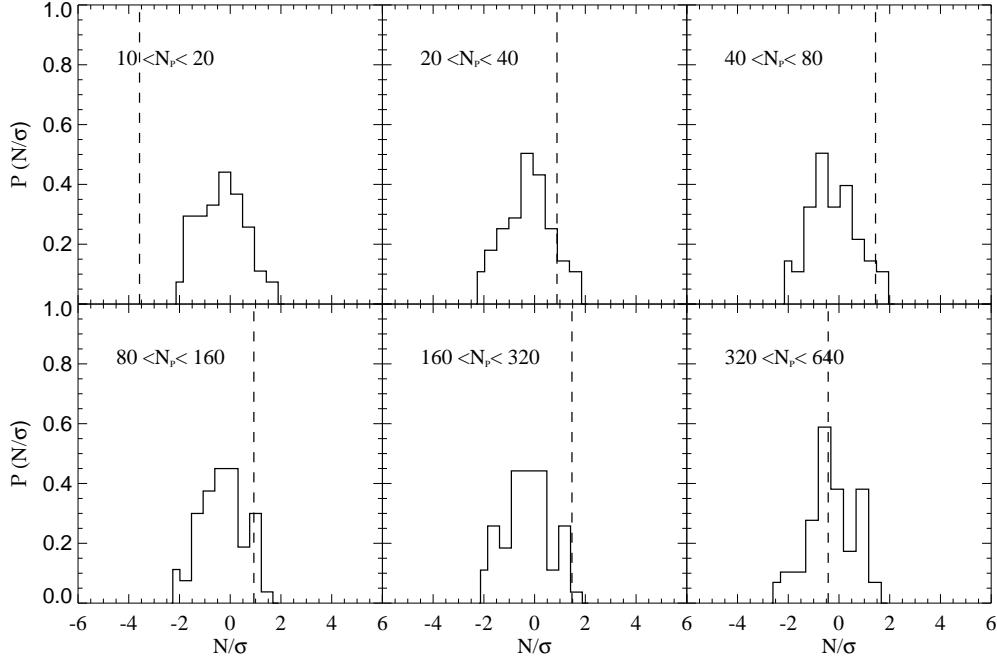


Fig. 4.10: .Même étude que sur la Fig. 4.9, mais pour deux simulations gaussiennes du modèle Λ CDM. Une grande simulation, effectuée par N. Yoshida, de côté $480 h^{-1}$ Mpc, a été divisée en 64 “sous-cubes”. Pour 6 intervalles de masse de halos, les distributions du nombre de halos dans les sous-régions sont comparées à la valeur mesurée sur fraction correspondante de la simulation *GIF* de côté $141.3 h^{-1}$ Mpc.

Retrouver la pente du spectre de la distribution des galaxies requiert cependant un biais dépendant de l’échelle.

La fonction de corrélation de la DM est très similaire en pente et en amplitude à celle mesurée sur une simulation gaussienne Λ CDM, en corrigeant pour le faible biais linéaire du modèle Λ CDM par rapport au modèle Λ CDM.

Si les statistiques à deux points sont très proches du cas gaussien, la DP de la surdensité de masse calculée à $z = 0$ sur des échelles encore linéaires (par exemple 10 ou $20 h^{-1}$ Mpc) a conservé la forme initiale donnée dans le chapitre précédent, et elle reproduit aussi l’approximation obtenue par RB00. Aux plus petites échelles, la DP de la distribution de DM se rapproche toutefois de la forme log-normale caractéristique du régime modérément non linéaire du cas gaussien. Cette tendance est déjà en partie visible sur une échelle de lissage de $R_{\text{filt}} \leq 8 h^{-1}$ Mpc. On en déduit que l’évolution non-linéaire a effacé la signature du caractère initial non-gaussien à ces échelles.

La densité de probabilité des vitesses propres unidimensionnelles de DM à $z = 0$ se rapproche nettement d’une gaussienne, même en régime linéaire, par rapport à la DP de densité, un résultat attendu en vertu du théorème central limite qui intervient dans la déduction du champ des vitesses à partir du champ de densité. Malgré cet effet, on remarque, à toutes les

longueurs de lissage considérées, un moment réduit du quatrième ordre D_4 positif, signature du champ non-gaussien. La tendance est semblable à celle trouvée par S92, dans l'étude analytique d'un modèle non-gaussien où le *potentiel* gravitationnel est distribué selon une loi en χ_1^2 . Cet effet apparaît aussi sur la DP du champ des modules des vitesses propres 3D de la DM à $z = 0$, qui s'écarte d'une forme exactement maxwellienne : à la fois les plus petites et les plus grandes vitesses sont favorisées.

Au niveau des halos de DM, on retrouve le profil radial de densité typique de NFW. Les fonctions de masse mesurées sur les deux simulations, en considérant pour la masse du halo l'ensemble des particules liées par l'algorithme FOF, employé avec le même facteur $b = 0.2$ que dans le cas gaussien, sont en bon accord avec les prédictions analytiques que RB00 obtiennent avec leur extension du formalisme PS. A $z \gtrsim 3$, l'abondance des halos de masse $M_{\text{tot}} \sim 3 \times 10^{13} h^{-1} M_\odot$ semble cependant sous-estimée par la théorie, et à $z = 0$, l'abondance des halos avec $M_{\text{tot}} \sim 10^{13} h^{-1} M_\odot$ est sur-estimée par le formalisme PS, un problème qui est bien connu dans le cas gaussien.

Enfin, on a utilisé la distribution du nombre de halos sélectionnés dans des sous-volumes de taille $150^3 h^{-3} \text{Mpc}^3$ extraits de la simulation S_1 , dans plusieurs intervalles de masse, pour estimer dans quelle mesure les modes à grande échelle, qui ne sont pas représentables numériquement en raison de la taille finie du volume simulé, peuvent induire une densité "efficace" de masse de DM $\Omega_{0,\text{eff}}$ mesurée sur des volumes de taille $\sim 150 h^{-1} \text{Mpc}$ d'un univers ICDM qui est significativement différente de Ω_0 . Cet aspect a dû au moins être abordé car on peut s'attendre à ce que la DP non-gaussienne de la densité filtrée sur $150 h^{-1} \text{Mpc}$ puisse, à cause de la fréquence nettement plus importante des événements de grande surdensité par rapport au cas gaussien, induire une différence notable. On a montré que les variations du nombre de halos autour de la valeur moyenne restent limitées en considérant ces sous-volumes, et que la simulation S_2 peut être considérée comme l'un d'entre eux : l'influence des modes de longueur d'onde comprise entre 150 et 600 $h^{-1} \text{Mpc}$ est faible et ceci justifie le fait qu'on les a négligés dans la simulation S_2 non-gaussienne.

Le chapitre suivant traite de deux aspects complémentaires de la distribution des halos massifs : la répartition des vitesses propres des amas et la variation de leur longueur de corrélation avec leur abondance. Ces quantités sont (1) facilement prédictibles analytiquement, (2) directement mesurables sur les simulations et (3) assez facilement observées dans les relevés actuels et futurs. On les considère comme des tests potentiels capables d'invalider des modèles fortement non-gaussiens comme le cas ICDM avec une DP en χ_1^2 .

5

Statistiques sur les amas

Résumé

On a montré dans le chapitre précédent que ni le spectre de puissance de la distribution de matière noire à $z = 0$ ni la fonction de corrélation des particules de DM, obtenues dans nos simulations du modèle Λ CDM ne s'écartent significativement du cas gaussien. Par contre, la fonction de masse des halos de DM est typique d'une distribution de densité initiale en χ_1^2 . Poursuivant cette idée au niveau des halos de DM, on s'intéresse ici à la signature de la DP non-gaussienne dans deux directions : la distribution des vitesses propres des amas à $z = 0$ et leur autocorrélation en fonction de leur masse. On dispose d'expressions analytiques pour l'écart-type des vitesses propres des amas dans le cas gaussien, et pour la variation de leur longueur de corrélation avec leur masse dans les deux cas gaussien et non-gaussien. On montre que les prédictions de cette deuxième quantité sont en très bon accord avec les simulations. En comparant les modèles Λ CDM et Λ CDM, on montre que la forme de la DP des vitesses propres des amas permet de différencier les deux cas : comme pour les vitesses propres des particules de DM, l'écart par rapport à une distribution maxwellienne est particulièrement visible aux faibles et aux grandes vitesses, qui sont obtenues plus fréquemment que pour un champ initial gaussien. Toutefois, la variance de la distribution des vitesses propres des amas massifs et leur longueur de corrélation sont particulièrement sensibles au paramètre de densité Ω_0 , à la forme et à la normalisation du spectre σ_8 . En fait, avec les paramètres cosmologiques utilisés ici, on trouve que les observations de ces deux quantités favorisent clairement une cosmologie Λ CDM au détriment du modèle Λ CDM, mais compte tenu des valeurs différentes pour Ω_0 et σ_8 , et il est difficile de conclure sur la possibilité qu'elles puissent aussi fournir une signature claire d'une DP initiale de densité même extrême comme celle en χ_1^2 du modèle Λ CDM, si les paramètres cosmologiques ne sont pas connus avec une précision suffisante. Finalement, sur l'exemple du modèle Λ CDM, il semble que des quantités simples, mesurables à $z = 0$, et liées à la *forme* de la fonction de masse des halos et surtout à celle de la DP des vitesses propres 3D des amas de galaxies, autres que le second moment, soient plus robustes par rapport aux

paramètres cosmologiques. En généralisant, elles seraient donc les plus appropriées pour invalider un modèle fortement non-gaussien donné par rapport au cas gaussien, dans le cas d'incertitudes sur le paramètre de densité, la forme et la normalisation du spectre.

Dans cette partie, on n'utilisera que la simulation S_1 de $600 h^{-1}$ Mpc du modèle Λ CDM. On compare d'abord les cosmogonies Λ CDM et Λ CDM entre elles et avec les observations sur la base des vitesses propres des amas de galaxies. Dans un deuxième temps, on considère la variation de la longueur de corrélation des amas choisis au-dessus d'un seuil de masse donné.

5.1 Vitesses propres des amas

5.1.1 Précédentes études numériques gaussiennes

Le champ des vitesses propres des amas de galaxies a été étudié à grande échelle dans les simulations numériques de Bahcall et al. (1994) et Moscardini et al. (1996) notamment. Ils trouvent que, pour un champ de densité initial gaussien de spectre de puissance Λ CDM, la distribution du module des vitesses propres tridimensionnelles des amas simulés est bien approximée par une forme maxwellienne : en supposant le champ des vitesses isotrope et en notant $\sigma_{v,1D}$ l'écart-type de la vitesse *unidimensionnelle* :

$$P(v) \propto v^2 \exp -v^2 / (2 \sigma_{v,1D}^2) \quad (5.1)$$

Bahcall et al. (1994) notent que la *forme* de la DP des vitesses propres 3D des amas est l'un des tests susceptibles de mettre en évidence un champ de densité initial non-gaussien. En comparant aux observations alors disponibles, ils trouvent que l'extension observée aux grandes vitesses dans la probabilité cumulative $P(> v)$ pour que les amas aient une vitesse propre 1D supérieure à $\sim 1500 \text{ km s}^{-1}$ n'est pas reproduite dans les simulations numériques. Ultérieurement, Bahcall & Oh (1996) ont montré que l'extension observée était due aux grandes incertitudes sur les vitesses, et que les nouvelles données de Giovanelli et al. (1997b) étaient bien expliquées par le modèle gaussien Λ CDM.

Dans une étude plus récente et particulièrement claire, Colberg et al. (2000a, par la suite CW00) comparent les vitesses des amas mesurées sur les simulations VIRGO de modèles Λ CDM aux prédictions théoriques en utilisant le formalisme des pics d'un champ de densité aléatoire *gaussien* développé par Bardeen et al. (1986). Ils trouvent qu'aux époques initiales, la valeur moyenne de la vitesse propre de l'ensemble des particules qui forment un amas massif à $z = 0$ est proche de la valeur du champ des vitesses propres au niveau du pic du champ de densité initial auquel l'amas est généralement associé. Ils notent toutefois que la croissance des vitesses propres des amas est systématiquement sous-estimée par la théorie linéaire : à $z = 0$, l'écart-type de la distribution des vitesses propres des amas simulés est de l'ordre de 40% supérieur aux prédictions du formalisme des pics. Ils attribuent cette différence à des effets non-linéaires qui agissent même à l'échelle des amas massifs, c'est par exemple la fusion majeure de deux halos.

5.1.2 Résultats du modèle Λ CDM

Comme noté par Kofman et al. (1994); Bahcall et al. (1994), la distribution des vitesses des amas de galaxies *peut* constituer un moyen d'invalider un modèle non-gaussien pour la

formation des structures, si (1) on peut montrer que la DP à $z = 0$ du champ des vitesses lissé du modèle sur de grandes échelles est non-gaussienne, ce qui n'est pas nécessaire en général, et si (2) les observations des vitesses propres des amas sont en accord avec une distribution gaussienne, ce qui semble être le cas.

On a vu en section 4.2.4 du chapitre précédent que la DP du champ de vitesses propres 1D de la simulation S_1 (pour la DM), mesurée après lissage sur des échelles $R_{\text{filt}} \gtrsim 10 h^{-1}$ Mpc, déviait d'une forme gaussienne par un moment d'ordre 4 réduit positif : D_4 ou "kurtosis", pour reprendre la terminologie de P99b.

On retrouve ici cette tendance au niveau des amas : la distribution de l'amplitude de leurs vitesses propres 3D s'écarte d'une répartition de Maxwell pour des valeurs particulièrement faibles ou grandes par rapport à la moyenne, une signature claire du caractère non-gaussien de la DP de densité initiale en χ_1^2 .

Si la *forme* de la DP des vitesses (normalisée à une variance unité) permettra de différencier entre les modèles Λ CDM et Λ CDM, l'*écart-type* pourrait aussi lever plus facilement l'ambiguïté. Pour un spectre de puissance, une échelle de filtrage et une DP de vitesses propres donnés, l'écart-type de cette dernière distribution est proportionnel à la combinaison $\Omega_0^{0.6} \sigma_8$ dans le cadre de la théorie linéaire. Λ CDM et Λ CDM diffèrent par ces deux paramètres, par la forme du spectre et par la DP du champ de densité initial.

Même dans le cas gaussien, il est incorrect d'utiliser directement le champ de densité de DM filtré sur une échelle correspondant au rayon lagrangien des amas massifs, puis d'appliquer la formule 4.2, pour obtenir la dispersion des vitesses propres des amas $\sigma_{v,3D,\text{clus}}$. En fait, comme rappelé par CW00, le travail de BBKS, dans le cas d'un champ de densité initial *gaussien*, montre que l'écart-type 3D du champ des vitesses des *pics*, ou maxima locaux de densité, initiaux $\sigma_{v,3D,\text{max}}$ diffère de l'écart-type 3D du champ des vitesses de la DM $\sigma_{v,3D,\text{DM}}$, obtenu avec 4.2 selon :

$$\sigma_{v,3D,\text{max}} = \sigma_{v,3D,\text{DM}} \sqrt{1 - \sigma_0^4 / \sigma_1^2 \sigma_{-1}^2} \quad (5.2)$$

avec l'équation du régime linéaire de BBKS pour les "puissances" calculées sur des échelles R :

$$\sigma_j^2(R) = \frac{1}{2\pi^2} \int P(k) W^2(kR) k^{2j+2} dk \quad \text{et} \quad j = -1, 0, 1 \quad (5.3)$$

La prédiction linéaire pour l'écart-type de la vitesse propre des amas doit être faite avec $\sigma_{v,3D,\text{max}}$, et CW00 notent que la différence due à l'utilisation du champ de densité est de typiquement 15% sur la valeur de σ . Dans la suite, on calculera analytiquement $\sigma_{v,3D,\text{max}}$ pour les deux cas gaussien et non-gaussien, en soulignant que la prédiction n'est pas théoriquement valide dans le second. On la propose toutefois à titre d'exemple avec les paramètres cosmologiques du modèle Λ CDM pour donner une idée de l'effet de Ω_0 , de σ_8 , et de la fonction de transfert Λ CDM plutôt que Λ CDM sur cette quantité.

On a choisi les amas avec des masses $M_{\text{tot}} \gtrsim 10^{14} h^{-1} M_\odot$, un compromis empirique pour minimiser le bruit dans les DP des vitesses propres, et pour rester à une échelle aussi linéaire que possible, bien que certains effets non-linéaires comme les fusions, soient inévitables. La Fig. 5.1 compare la DP du module des vitesses propres tridimensionnelles des amas de la simulation S_1 de $600 h^{-1}$ Mpc de côté aux résultats gaussiens mesurés sur une simulation du modèle Λ CDM de $480 h^{-1}$ Mpc de côté effectuée par N. Yoshida dans le cadre du consortium

Tab. 5.1: Ecarts-type $\sigma_{v,3D}$ des vitesses propres 3D à $z = 0$ des amas de la simulation S_1 ICDM et d'une simulation Λ CDM, choisis au-delà de trois seuils croissants pour leur masse totale. La première colonne donne les masses totales minimales utilisées (en unités $h^{-1} M_\odot$) pour les halos de DM, les colonnes 2 et 6 donnent les valeurs mesurées de l'écart-type (en km s^{-1}), les colonnes 3 et 7 les prédictions en théorie linéaire à partir du champ de densité, et les colonnes 4 et 8 les estimations obtenues en utilisant les pics du champ de densité, selon BBKS, mais sont déduites en supposant un champ de densité *gaussien*. Les colonnes 5 et 9 donnent le nombre de halos utilisés.

| | ICDM $600 h^{-1} \text{ Mpc}$ | | | | Λ CDM $480 h^{-1} \text{ Mpc}^a$ | | | |
|--------------------|-------------------------------|---------------------|-----------------------|---------|--|---------------------|---------------------|---------|
| M_{\min} (1) | $\sigma_{sim.}$ (2) | $\sigma_{lin.}$ (3) | σ_{pics}^b (4) | N (5) | $\sigma_{sim.}$ (6) | $\sigma_{lin.}$ (7) | σ_{pics} (8) | N (9) |
| 1×10^{14} | 301 | 193 | 171 | 2912 | 530 | 418 | 376 | 3604 |
| 2×10^{14} | 303 | 184 | 161 | 1082 | 529 | 403 | 357 | 1167 |
| 4×10^{14} | 306 | 173 | 150 | 368 | 524 | 387 | 338 | 300 |

^apar N. Yoshida et le Virgo Consortium

^bà titre indicatif seulement

VIRGO. Les panneaux supérieurs et inférieurs concernent les halos avec $M_{\text{tot}} \geq 10^{14} h^{-1} M_\odot$ et $M_{\text{tot}} \geq 2 \times 10^{14} h^{-1} M_\odot$ respectivement. La Fig. 5.2 montre les mêmes quantités, pour les halos avec $M_{\text{tot}} \geq 4 \times 10^{14} h^{-1} M_\odot$ qui servent à normaliser le modèle. Sur chaque panneau, l'histogramme donne la DP mesurée sur les simulations, en continu pour le modèle ICDM et en pointillés pour le modèle Λ CDM. Les tracés continus et en pointillés montrent les distributions maxwelliennes respectivement associées, calculées avec les écarts-type des vitesses *mesurées* sur les histogrammes, et convertis de $\sigma_{v,3D}$ à $\sigma_{v,1D}$. Les tracés en tirets et alternés donnent les distributions maxwelliennes avec les écarts-type linéaires *théoriques*, respectivement ICDM et Λ CDM. Ces prédictions ont été évaluées à $z = 0$ en utilisant le spectre *théorique* linéairement extrapolé, et limité aux modes effectivement représentés sur les conditions initiales des simulations S_1 ICDM et Λ CDM. On a utilisé l'écart-type de vitesse des pics (équation 5.2) plutôt que la valeur déduite de la distribution de matière, suivant sur ce point CW00.

Le tableau 5.1 résume les écart-types des vitesses propres 3D utilisés pour ces tracés, ainsi que le nombre de halos dans chaque intervalle de masse.

On fera trois commentaires sur ces DP, en considérant successivement les cas ICDM, Λ CDM, puis en comparant les deux cosmologies.

1. Dans la cosmologie ICDM, la DP des vitesses propres 3D des amas massifs ne peut être que grossièrement approchée par une distribution maxwellienne d'écart-type nettement supérieur (1) à l'écart-type de la prédiction linéaire à $z = 0$ pour la matière noire donné par l'équation 4.2 où le champ de densité a été auparavant lissé sur une échelle correspondant au rayon lagrangien des halos de masse minimale considérée : l'excès du modèle ICDM est de plus de 30% et approximativement indépendant de l'intervalle de masse et (2) à l'écart-type du champ linéaire des vitesses propres extrapolées à $z = 0$ des maxima de densité présents à grand redshift dans le cadre du formalisme BBKS.

Toutefois, on rappelle que ceci est donné à titre *indicatif* uniquement : la prédiction BBKS pour la variance du champ de densité des amas est valable uniquement pour un cas gaussien. On a déjà noté les écarts par rapport à la distribution de Maxwell : la Fig. 5.3 donne un agrandissement de la région avec $v_{3D} > 500 \text{ km s}^{-1}$ des figures précédentes. On n'a pas reporté les prédictions analytiques : les lignes continues et en pointillés sont les distributions de Maxwell avec les variances mesurées sur les histogrammes. Pour compléter la Figure, le panneau supérieur gauche donne à titre indicatif la DP pour les halos avec $M_{\text{tot}} > 3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. On constate, pour tous les seuils de masse considérés, le même excès d'amas de grandes vitesses par rapport au cas gaussien. On noterait également un excès d'amas des faibles vitesses propres, par rapport à la distribution maxwellienne.

2. Dans le modèle Λ CDM, l'écart-type mesuré sur les simulations des vitesses propres 3D des amas est supérieur, à la fois (1) aux prédictions linéaires à $z = 0$ de l'équation 4.2 en considérant le champ de DM et en tronquant le spectre de puissance aux échelles appropriées et (2) aux prédictions linéaires extrapolées aux pics initiaux du champ densité, théoriquement valide ici puisque le champ de densité initial est gaussien, et l'excès est de 40 à 50%. L'écart de 20% à la prédiction linéaire de la masse est cependant plus faible que dans le cas non-gaussien. Par contre, comme CW00, qui n'étudient pas la simulation Λ CDM analysée ici, on retrouve l'effet systématique d'une croissance aux redshifts tardifs de la variance des vitesses propres des amas, au-delà de la prédiction linéaire ("pics" de BBKS), et avec un excès du même ordre de grandeur. Cet effet est dans une grande mesure indépendant du seuil de masse au-delà duquel on sélectionne les halos.
3. En comparant les distributions des vitesses des cas gaussien et non-gaussien, il est évident que c'est le faible écart-type de la DP des vitesses propres du cas Λ CDM qui devrait permettre d'invalider le modèle Λ CDM, normalisé pour reproduire une même abondance d'amas locaux que Λ CDM. Les valeurs mesurées pour Λ CDM sont par près de 75% supérieures à celles du cas Λ CDM. La mise en évidence de cette différence est peut-être plus facile que celle de l'écart par rapport à une distribution de Maxwell aux grandes vitesses où une bonne représentation de l'extension de la DP nécessite bien sûr de considérer un nombre total suffisant de halos ou aux petites vitesses où la mesure précise de l'écart demande des barres d'erreur faibles sur la vitesse propre. En fait, la différence au niveau des écarts-type théoriques *linéaires* pour la masse provient d'une part des valeurs différentes du facteur $f(\Omega_0, \Lambda) \sigma_8 \simeq \Omega_0^{0.6} \sigma_8$ dans l'équation 4.2 du chapitre précédent, d'autre part de la forme du spectre de puissance caractéristique du cas Λ CDM, rappelé sur la Fig. 2.2 du deuxième chapitre de la première partie. La comparaison des distributions *cumulatives* de la vitesse propre 1D des amas entre les deux modèles est également frappante et elle se compare facilement aux observations.

La Fig. 5.4 montre les distributions cumulatives des halos selon leur vitesse propre 1D. Λ CDM et Λ CDM sont en ligne continue et en pointillés respectivement. Les tirets montrent les données de Giovanelli et al. (1997b). Les panneaux gauche et droit correspondent à des halos choisis avec $M_{\text{tot}} > 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ et avec $M_{\text{tot}} > 4 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$. Les distributions sont similaires dans les deux intervalles de masse, sauf pour des fractions de population $f < 0.01$ où l'échantillon restreint aux halos massifs est plus bruité. Le modèle Λ CDM standard est en bien meilleur accord avec les observations que le modèle Λ CDM.

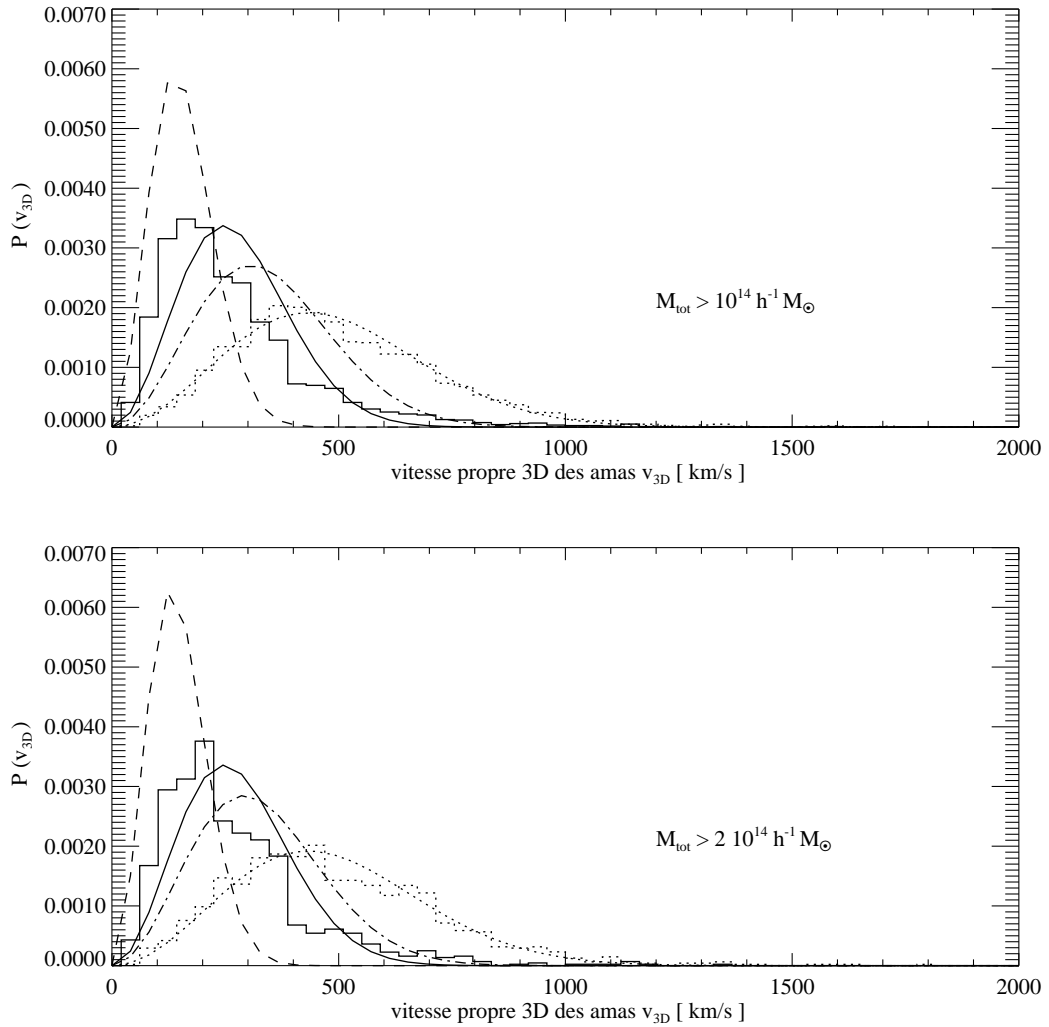


Fig. 5.1: En haut : DP des modules des vitesses propres 3D à $z = 0$ des amas de galaxies dans les modèles ICDM (simulation S_1 de $600 h^{-1}$ Mpc) et Λ CDM (simulation S_2 de côté $480 h^{-1}$ Mpc) comparés aux prédictions théoriques, pour un seuil de masse de halos $M_{tot} > 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$. Les histogrammes continus et en pointillés donnent les DP mesurées sur la simulation ICDM S_1 et sur la simulation Λ CDM gaussienne. Courbes continues et en pointillés : distributions de Maxwell d'écart-type $\sigma_{v,1D}$ mesuré sur les histogrammes, pour les 2 cosmologies respectives. Tirets et courbes alternées : distributions de Maxwell avec les prédictions linéaires pour les *pics* du champ de densité, pour les cosmologies ICDM et Λ CDM respectivement. En bas : même Fig. que la fenêtre supérieure, mais pour un seuil de masse de halos $M_{tot} > 2 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$.

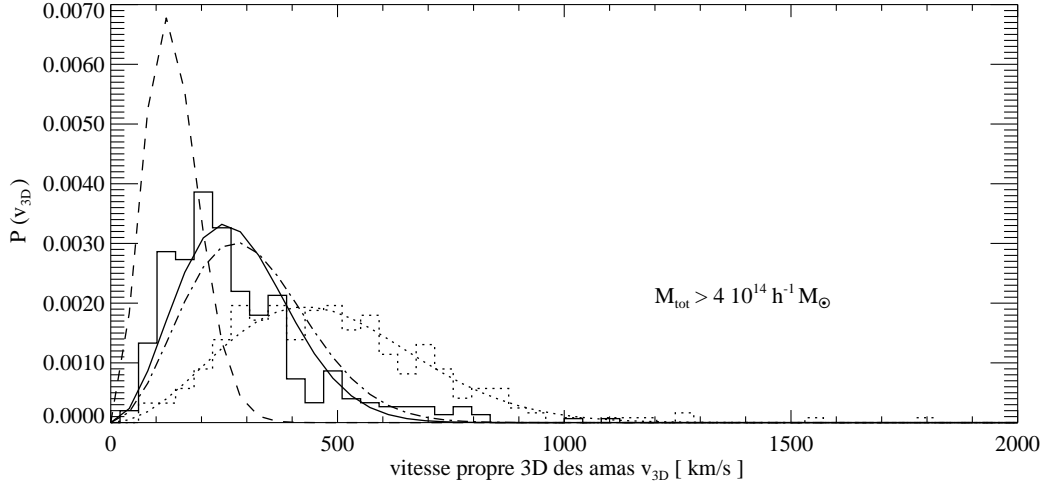


Fig. 5.2: Mêmes tracés que sur la Fig. 5.1, mais pour les halos sélectionnés avec : $M_{\text{tot}} > 4 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$.

5.2 Longueur de corrélation

L'étude de la longueur de corrélation des amas remonte au moins à Hauser & Peebles (1973) qui ont noté que la fonction d'autocorrélation $\xi_{\text{amas}}(r)$ des amas riches de galaxies est plus élevée que celle des galaxies individuelles. Bahcall & Soneira (1983) et Klypin & Kopylov (1983) ont montré que $\xi_{\text{amas}}(r)$ est bien décrite par une loi de puissance (voir également Sutherland 1988). Bahcall & Cen (1992, par la suite B92) ont obtenu une relation linéaire, controversée du point de vue observationnel, entre la longueur de corrélation r_0 et la séparation moyenne entre les amas d_{amas} , qu'ils ont vérifié à l'aide de simulations :

$$r_0 = 0.4 d_{\text{amas}} \quad (5.4)$$

Plus tard, Croft & Efstathiou (1994) ont mesuré des longueurs de corrélation systématiquement plus faibles dans le survey *APM*. Ils suggèrent que les longueurs de corrélation élevées obtenues par B92 peuvent être dues à l'incomplétude des échantillons d'amas d'Abell qu'ils ont considérés. Croft et al. (1997); Governato et al. (1999) ont effectué des simulations numériques qui favorisent aussi des longueurs de corrélation des amas plus faibles que celles de B92. Colberg et al. (2000b) se sont servi des simulations "Hubble Volume" du consortium VIRGO, de côté $3 h^{-1}$ Gpc, pour obtenir d'excellentes estimations numériques, même sur des échantillons où la séparation moyenne entre les amas dépasse $100 h^{-1}$ Mpc. Ils sont aussi en accord avec une plus faible dépendance de r_0 en fonction de d_{amas} , et avec les prédictions théoriques de Sheth et al. (2001, dans la suite SMT). Ainsi, il semble que les longueurs de corrélation déduites des simulations convergent vers des valeurs qui sont nettement inférieures à celles de B92, et qui sont assez bien décrites par un modèle analytique de biais basé sur le schéma de collapse ellipsoïdale des halos de SMT.

On a sélectionné les halos dans la simulation ICDM S_1 comme dans la section 5.1. On a

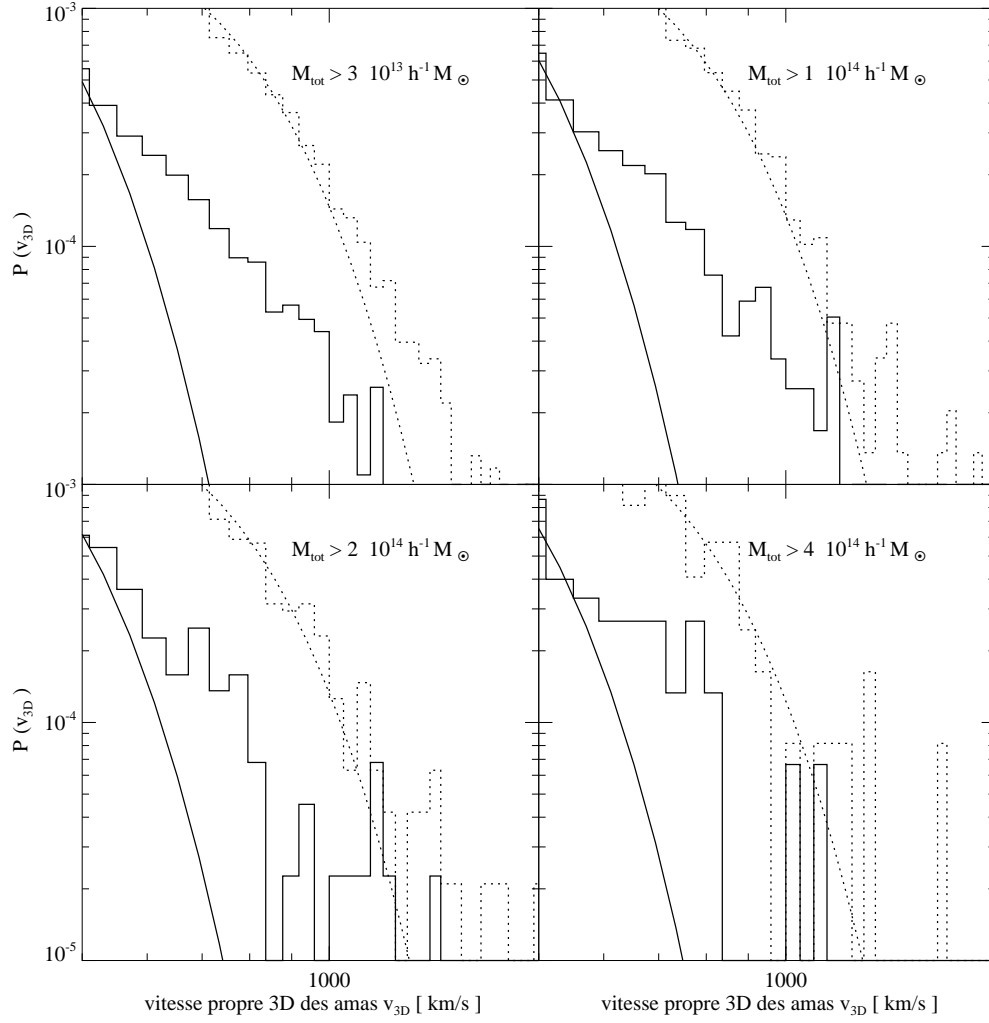


Fig. 5.3: Agrandissement (échelle logarithmique sur les deux axes) de la région avec $v_{3D} > 500 \text{ km s}^{-1}$ dans les DP précédentes. Le panneau supérieur gauche correspond aux amas avec $M_{\text{tot}} > 3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ et les autres seuils reprennent ceux des trois figures précédentes. Les tracés continus et en pointillés correspondent respectivement aux cas Λ CDM et Λ CDM. Les courbes sont des distributions maxwelliennes avec un écart-type $\sigma_{v,1D}$ déduit de celui, $\sigma_{v,3D}$, mesuré sur les histogrammes.

considéré les halos de DM plus massifs qu'une série de seuils exprimés en masse totale, qui détermine évidemment la variation de la séparation moyenne entre les amas, et on a calculé la fonction d'autocorrélation ξ_{amas} pour chacun de ces ensembles. Pratiquement, on mesure la longueur de corrélation en approximant aux moindres carrés les fonctions mesurées ξ_{amas} par des lois de puissance, et en définissant la longueur de corrélation comme la séparation

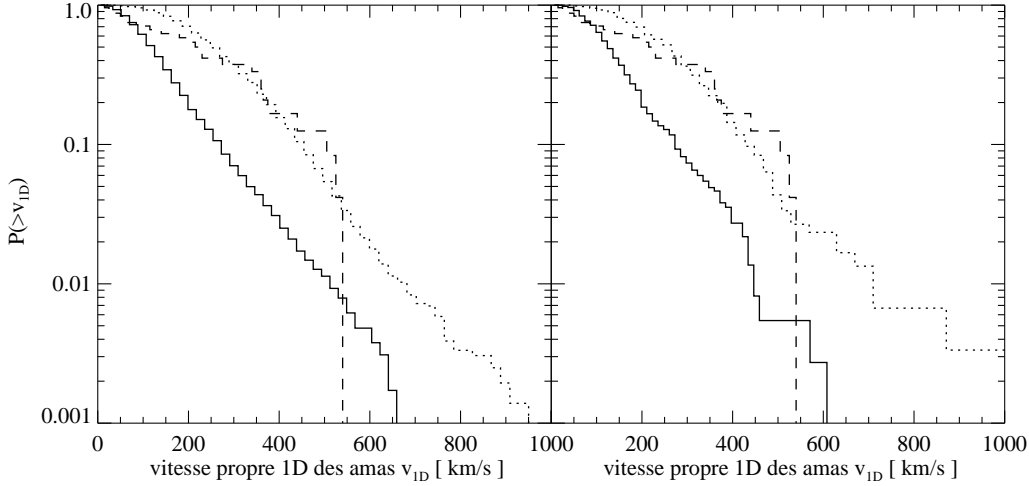


Fig. 5.4: Distributions cumulatives des halos en fonction de leur vitesse propre 1D, pour les cosmologies Λ CDM (courbes continues), Λ CDM (pointillés) et pour les observations (tirets). Les panneaux gauche et droit montrent les halos simulés avec $M_{\text{tot}} > 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ et avec $M_{\text{tot}} > 4 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$.

r_0 pour laquelle $\xi_{\text{amas,approx}}(r_0) = 1$. On répète ce procédé jusqu’au point où la fonction de corrélation est trop bruitée à cause du faible nombre de halos résiduels au-dessus du seuil de masse : on s’est limité à $M_{\text{tot}} = 4 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$, soit une séparation moyenne entre les amas de $\sim 75 h^{-1} \text{ Mpc}$ dans le modèle Λ CDM. Pour approximer la fonction de corrélation de la DM, on retient la loi de puissance trouvée en 4.1. Le modèle analytique du deuxième chapitre nous permet alors de déduire une longueur de corrélation “théorique”.

On a également vérifié les prédictions de notre modèle analytique dans le cas Λ CDM gaussien en comparant nos calculs avec les longueurs de corrélation obtenues par Colberg et al. (2000b) à partir de l’une de leurs simulations “Hubble Volume”, en prenant de même comme point de départ une approximation à leur fonction de corrélation de la masse mesurée dans les simulations.

On représente les longueurs de corrélation r_0 des halos mesurées dans la simulation Λ CDM S_1 avec des losanges sur la Fig. 5.5, et la prédiction analytique correspondante du chapitre 2 de cette partie avec une courbe continue. Les carrés montrent les résultats issus de la simulation gaussienne Λ CDM du “Hubble Volume”, et la courbe en tirets est la prédiction analytique associée. Les triangles sont les données de Croft et al. (1997, par la suite C97), la croix donne la valeur déduite par Nichol et al. (1992) du catalogue optique *EDSGC*, et la droite alternée est la relation linéaire trouvée par B92.

Dans les cas gaussien et non-gaussien, on trouve un bon accord entre les simulations et le modèle, bien que d’une façon générale, les prédictions analytiques soient *très sensibles* au spectre de puissance linéaire utilisé pour le calcul de $b(M)$ et à l’approximation de la fonction de corrélation non-linéaire mesurée à $z = 0$ dans les simulations.

La longueur de corrélation des amas massifs est largement supérieure dans le modèle non-

gaussien, pour tous les seuils de masse de halos. A l'exception du point à $d \sim 70 h^{-1}$ Mpc, les longueurs de corrélation des amas de l'univers gaussien sont en accord avec les observations, alors que seuls deux points pourraient correspondre aux prédictions Λ CDM.

En combinant les données de C97 et celle de Nichol et al. (1992), on trouve des valeurs de χ_2 réduit de 2.80 et 5.62 par degré de liberté respectivement pour les modèles Λ CDM et Λ CDM et de 2.34 et 6.56 en excluant l'observation de C97 à $d_c = 69 h^{-1}$ Mpc.

Sur la base de ces données, le modèle non-gaussien est clairement invalidé. Notons ici que Park & Lee (1998); Lee & Park (1999) trouvent que les amas de galaxies *APM* sont largement plus corrélés que les valeurs rapportées par le "groupe *APM*", en accord approximatif avec la loi de B92. La longueur de corrélation qu'ils observent est même *supérieure*, à séparation moyenne donnée, aux résultats des simulations Λ CDM. Toutefois le résultat de Lee & Park (1999) semble sujet à caution.

Avec de plus larges échantillons d'amas, on peut, suivant Robinson (2000), ordonner les amas observés dans un volume fixé en suivant une propriété monotone avec la masse de l'amas (e.g. sa température X centrale). Le seuil de cette propriété est simplement déterminé lorsque le nombre d'amas choisis correspond à une séparation moyenne de, par exemple, $\sim 60 h^{-1}$ Mpc. A ce niveau, la longueur de corrélation théorique atteint $\sim 25 h^{-1}$ Mpc dans le modèle Λ CDM non-gaussien et $\sim 19 h^{-1}$ Mpc dans le modèle Λ CDM, avec les paramètres cosmologiques usuels. Du point de vue théorique, Moscardini et al. (2001) contraignent les paramètres cosmologiques en combinant les longueurs de corrélation d'amas de galaxies sélectionnés dans les catalogues X limités en flux et optiques. Du point de vue observationnel, Collins et al. (2000) ont par exemple déterminé les fonctions de corrélation de plusieurs échantillons d'amas limités en flux X sur le catalogue *ROSAT-ESO REFLEX* récemment achevé. En particulier, ils considèrent 5 échantillons complets d'amas, limités en volume. Même avec une variation correspondante d'un facteur 10 en luminosité X minimale des amas, de l'échantillon le plus proche à $z_{\max} = 0.05$ au plus profond à $z_{\max} = 0.2$, ils ne mesurent pas de variation significative de r_0 , qui varie autour de $25 h^{-1}$ Mpc.

Enfin, le survey *SDSS* doit à terme fournir de l'ordre de 1000 amas proches avec dans chacun d'eux au moins 100 galaxies avec un redshift spectroscopique, et les mesures des statistiques des vitesses propres et des longueurs de corrélation des amas seront nettement plus précises.

5.3 Conclusion

On a montré que deux quantités simples qui permettent de discriminer entre les modèles Λ CDM et Λ CDM, en s'intéressant aux amas de galaxies massifs, sont la DP de leur vitesse propre tridimensionnelle, ou la distribution cumulative de leur vitesse propre 1D, et leur longueur de corrélation $r_0(d)$, pour une séparation moyenne inter-amas d donnée. Toutefois, on n'a pas quantifié l'écart de la forme de la DP des cas gaussien et non-gaussien par rapport à une distribution maxwellienne, qui constitue aussi certainement un moyen de départager les modèles.

On a comparé ces aspects sur notre simulation du modèle Λ CDM de taille $600 h^{-1}$ Mpc, à une simulation gaussienne Λ CDM de côté $480 h^{-1}$ Mpc.

Dans le cas gaussien, on a retrouvé que pour des amas de galaxies massifs ($M_{\text{tot}} \gtrsim 3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$), la distribution des vitesses propres 3D des amas est très bien représentée

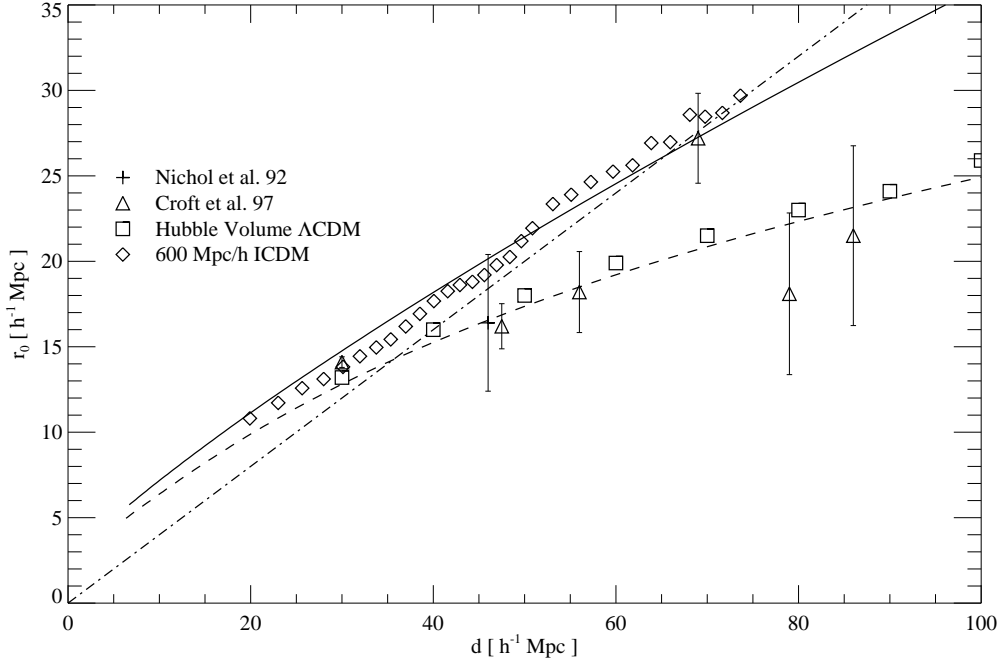


Fig. 5.5: Longueurs de corrélation des amas des simulations S_1 ICDM et Λ CDM de $480 h^{-1}$ Mpc comparées aux prédictions analytiques de la section 2.2 du chapitre 2 (ligne continue et en tirets : ICDM et Λ CDM respectivement), et aux observations. La ligne alternée est la relation linéaire trouvée par B92.

par une maxwellienne. La même distribution pour les amas du modèle non-gaussien s'écarte d'une maxwellienne aux faibles et aux grandes vitesses propres.

Comme dans le cas Λ CDM, mais avec un écart plus important encore, les écarts-type mesurés pour la cosmologie ICDM sont plus élevés que les "prédictions" linéaires obtenues avec l'équation 4.2 pour la distribution de masse, et que les prédictions pour les vitesses propres à $z = 0$ des "pics" ou maxima du champ de densité identifiés à grand z , même si le formalisme des pics n'est strictement valable que dans un cas gaussien. On n'a pas retracé l'histoire du développement d'halos massifs de la simulation ICDM, mais cet excès provient peut-être du même genre d'effets non-linéaires que dans le cas gaussien, comme les fusions des amas.

Les valeurs de $\sigma_{\text{ICDM},3\text{D}}$ mesurées sont de plus de 50% inférieures aux valeurs de $\sigma_{\Lambda\text{CDM},3\text{D}}$ et ceci permet d'invalider le modèle non-gaussien, comme on l'a vu en comparant la fraction cumulative des vitesses 1D des amas massifs des simulations à la fraction correspondante observée, qui est bien accommodée par la cosmologie Λ CDM.

Ces différences entre les deux cosmologies mesurées sur les simulations au niveau des écarts-type des vitesses propres des amas, statistique du second ordre, est imputable en grande partie à la différence sur $\Omega_0^{0.6} \sigma_8$, mais aussi à la forme du spectre des fluctuations initiales de densité qui privilégie les grandes échelles dans le modèle Λ CDM par rapport au

cas Λ CDM, peut-être davantage qu'à la forme de la DP de la distribution de masse initiale.

En effet, des différences similaires, voire même plus importantes, apparaissent au niveau des écarts-type dans les prédictions *linéaires* entre les deux modèles. Il pourrait être intéressant cependant de disposer des prédictions analytiques appropriées pour les amas Λ CDM, par opposition à celles déduites de la masse, et donc de reprendre le formalisme de BBKS dans le cas non-gaussien χ_1^2 , pour quantifier théoriquement l'impact de la forme de la PDF sur l'écart-type des vitesses propres des pics initiaux du champ de densité, mais il semble plus judicieux de le faire sur un modèle non-gaussien en accord avec le CMB.

On note ici que c'est surtout la distribution des vitesses propres des amas qui est sensible par sa *forme* au caractère non-gaussien initial.

On a montré dans un deuxième temps l'accord de la longueur de corrélation des amas mesurée dans les simulations avec les prédictions analytiques obtenues à la section 2.2 du second chapitre de cette partie. Même si, comme précédemment, les différences au niveau des paramètres cosmologiques expliquent en grande partie les longueurs de corrélation systématiquement plus grandes, à séparation inter-amas donnée, dans le modèle non-gaussien que dans le modèle gaussien, on a déjà vu sur la Fig. 2.2, où les paramètres cosmologiques sont identiques pour les deux courbes, que la *forme* de la DP affecte aussi nettement les longueurs de corrélation obtenues, mais d'une manière non triviale.

Les données de C97 montrent clairement que la distribution simulée des amas de galaxies du modèle Λ CDM est incompatible avec les observations. Par contre, la corrélation nettement plus faible des amas Λ CDM reproduit bien les observations.

Outre les difficultés déjà soulignées au niveau des pics acoustiques du CMB, le modèle Λ CDM avec une distribution initiale de densité de DM en χ_1^2 est donc aussi exclu sur la base des deux statistiques présentées ici. On relève toutefois ici que la plupart des difficultés du modèle sur la base des quantités que l'on a étudiées semblent tenir tout autant de ses paramètres cosmologiques que de son caractère non-gaussien. En fait, lever cette dégénérescence requiert la combinaison de plusieurs quantités comme la longueur de corrélation des amas ou l'écart-type de la distribution de leurs vitesses propres 1D ou 3D, ou d'autres mesures non présentées ici.

Pourtant, d'une part la méthode du choix de Ω_0 fait par P99b et rappelé au paragraphe 1.3.2 du premier chapitre de cette partie montre que ce paramètre dépend implicitement du caractère non-gaussien supposé, et d'autre part la longueur de corrélation des amas est aussi sensible à la DP initiale, pour des paramètres cosmologiques donnés.

Enfin, la *forme* de la fonction de masse des halos et de la distribution des vitesses propres des amas reflète probablement davantage la différence au niveau de la DP de la densité initiale entre un modèle gaussien et un modèle comme le χ_1^2 que des différences "raisonnables" sur les paramètres cosmologiques.

On peut bien sûr tenter de sauvegarder le modèle en considérant un autre jeu de paramètres, mais une telle construction paraît trop *ad hoc*, et ce n'est pas conforme à notre stratégie : notre but futur n'est pas de développer des modèles non-gaussiens, mais de trouver quelles statistiques simples au niveau des amas et des catalogues de galaxies et quels aspects de leur formation à grand z , en utilisant des populations obtenues ultérieurement, sont particulièrement sensibles à un caractère non-gaussien marqué de la densité de DM initiale et quelles statistiques n'y sont pas reliées.

Conclusions et perspectives

Ce n'est que par la Science et par l'Art que valent les civilisations. On s'est étonné de cette formule : la Science pour la Science ; et pourtant cela vaut bien la vie pour la vie, si la vie n'est que misère ; et même le bonheur pour le bonheur, si l'on ne veut pas admettre que le but de la civilisation soit de fournir de l'alcool aux gens qui aiment à boire.

Henri Poincaré, *La valeur de la science*

Le contexte de thèse et les objectifs ont été précisés en avant-propos et dans la partie d'introduction. On résume ici dans un premier temps les grandes lignes qu'on a suivies, en les replaçant dans un contexte de recherche plus général, et on conclut sur nos résultats et sur la modélisation semi-analytique utilisée. Dans une seconde section, on donne les points sur lesquels on envisage à court terme de poursuivre les travaux, notamment au niveau de la modélisation semi-analytique et de l'exploitation possible des simulations non-gaussiennes, sachant le modèle Λ CDM néanmoins invalidé par les observations. Enfin, on donne un aperçu de ce qu'il est possible d'attendre des observations en cours et futures, et des problèmes théoriques qui demeurent.

Simulations gaussiennes et non-gaussiennes

Rappel des objectifs

Pour reprendre les remarques de Peebles (1999c), ces dernières années ont vu s'accumuler les observations de la structure à grande échelle de l'univers, et se préciser de façon dramatique leur interprétation et notre compréhension des processus qui ont formé les galaxies à partir des fluctuations primordiales de densité. Un certain nombre de problèmes "potentiels" pour le paradigme cosmologique Λ CDM sont simultanément apparus, ainsi la présence d'amas massifs comme MS1054-03 à grand z , ou peut-être la hauteur du second pic acoustique mesuré par *BOOMERANG*, alors que d'autres demeurent, comme l'absence de galaxies dans les vides, qui reste à confirmer avec des simulations à très haute résolution, ou encore le faible nombre de satellites observés autour de la Voie Lactée par rapport aux simulations. Si, en majorité, les explications et les prédictions sont faites dans le cadre d'une cosmogonie CDM gaussienne, la recherche et le test, en parallèle, d'alternatives au modèle standard se poursuivent et ne doivent pas être négligés. Peebles (1999c) l'interprète dans le cadre de la "théorie des paradigmes" de Kuhn (1962) et justifie ainsi le développement du modèle Λ CDM, dont l'intérêt majeur est une formation des structures, et probablement des premières galaxies massives à un redshift sensiblement plus élevé que dans le cadre CDM adiabatique gaussien, même dans un modèle à faible densité comme Λ CDM.

Les simulations numériques des modèles non-gaussiens restent peu nombreuses, et l'un des objectifs de la thèse était de tester le cas Λ CDM sur des statistiques simples en comparant aux observations, mais d'obtenir aussi si possible des "prédictions particulières", à opposer

au cas Λ CDM, dans le domaine du développement des grandes structures et de la formation des galaxies. En effet, il était raisonnable d'attendre des signatures typiques du caractère fortement non-gaussien à partir de la distribution initiale en χ_1^2 de DM, après l'avoir normalisée à $z = 0$ par son spectre de puissance, en accord avec l'amplitude des fluctuations du CMB mesurées à $l \sim 10$ et avec l'abondance des amas massifs. Bien que le modèle ait été exclu, on peut encore l'étudier comme un "cas d'école" : si un test observationnel donné ne parvient pas à retrouver un écart important par rapport au cas gaussien pour le modèle en χ_1^2 , il est probable qu'alors des modèles où le caractère non-gaussien est moins marqué, par exemple le mélange de fluctuations gaussiennes et non-gaussiennes considéré par Verde et al. 2001, ne pourront être départagés du cas gaussien par ce même test. C'est l'idée qui nous a fait poursuivre l'étude des simulations ICDM, après l'invalidation du modèle.

Considérant le paradigme standard, on s'est intéressé à l'application d'un schéma bien connu de formation des galaxies à des simulations "non collisionnelles" de matière noire dans le cadre CDM, contraintes jusqu'à des distances de 8000 km s^{-1} par rapport à la Voie Lactée par le catalogue *IRAS* limité à 1.2 Jy. Ce test de reproduction numérique de la population locale des galaxies est l'un de ceux que l'on pourrait qualifier d' "épreuves régulières" pour un paradigme, même si, avec les incertitudes sur notre modélisation de la formation des galaxies, il est prématuré de vouloir en tirer des conclusions cosmologiques entre Λ CDM et τ CDM ou de vouloir faire apparaître un problème majeur avec le cadre de développement hiérarchique des structures. Le test se situe plutôt au niveau de l'algorithme numérique que l'on a utilisé pour la formation des galaxies, et d'abord grâce à une comparaison directe aux observations. Le succès global est encourageant, au vu des difficultés (et succès) déjà rencontrées par Kauffmann et al. (1999a) par exemple ; il résume nos certitudes et nos lacunes sur le mécanisme de formation des galaxies.

Résultats et conclusions

Simulations contraintes Λ CDM et τ CDM

On a utilisé deux simulations "non collisionnelles" de matière noire de l'Univers Local dans des cosmologies Λ CDM et τ CDM. Ces simulations contiennent quelque 70×10^6 particules, dont environ 50×10^6 dans leur zone à haute résolution. Les conditions initiales ont été construites par G. Lemson à partir du catalogue de redshift des galaxies *IRAS* limité à 1.2 Jy, puis ont été évoluées avec le code GADGET de V. Springel. On a appliqué un algorithme semi-analytique de formation des galaxies similaire à celui de Kauffmann et al. (1999a), modulo quelques modifications, pour greffer sur les arbres de fusion hiérarchique des halos de DM les processus de refroidissement et collapse du gaz chaud des halos, de formation stellaire et de recyclage du gaz par les SNe. En ajustant les paramètres semi-analytiques, on a obtenu des fonctions de luminosités, relations de Tully-Fisher, distributions des galaxies en morphologie et en couleur qui sont, au-delà des limites de résolution, souvent en bon accord avec les observations, sans privilégier une cosmologie par rapport à l'autre. Une exception est la différence au niveau de l'autocorrélation des galaxies optiques simulées du modèle τ CDM *UZC* par rapport aux données *UZC*.

On a étudié en second lieu les distributions et propriétés des galaxies simulées des amas locaux massifs que l'on a retrouvés dans les simulations. Les masses et positions des amas simulés concordent avec les observations, mais leurs populations de galaxies montrent des

écarts systématiques au niveau du rapport M/L total et de la luminosité de la galaxie la plus brillante. Celles-ci sont trop lumineuses, et les galaxies de rang plus élevé sont trop faibles, deux effets que l'on a attribués en priorité à une modélisation trop approximative de la fusion des galaxies satellites avec les galaxies centrales de nos halos.

On s'est ensuite intéressé au biais des galaxies sur la totalité du volume simulé. On a mis en relief des comportements très similaires à ceux déjà trouvés par Kauffmann et al. (1999a).

On a modélisé simplement la luminosité des galaxies simulées dans l'infrarouge lointain, IRL à $60\mu\text{m}$ pour comparer les simulations au catalogue $PSCz$ en plus du catalogue de galaxies optiques UZC . A des échelles de $R_{\text{filt}} \gtrsim 7h^{-1}$ Mpc, les corrélations croisées montrent que l'on retrouve bien la distribution infrarouge observée. L'accord avec le catalogue optique se fait à $R_{\text{filt}} \gtrsim 10h^{-1}$ Mpc, sans doute la conséquence de l'utilisation du catalogue $IRAS$ seul pour la construction des conditions initiales. De plus, les autocorrélations des catalogues simulés et des catalogues réels sont très semblables, dans le domaine de séparations $1h^{-1}$ Mpc $\leq s \leq 12h^{-1}$ Mpc que l'on a considéré, à l'exception des galaxies optiques τCDM qui sont trop largement antibiaisées par rapport aux galaxies observées dans le catalogue UZC .

On est donc parvenu, en ΛCDM comme en τCDM , à une représentation numérique raisonnable de la population de galaxies locales, au-delà des limites de résolution fixées par le squelette de DM. Les catalogues artificiels correspondants sont publics¹ pour, par exemple, calibrer et tester les méthodes dynamiques d'estimation de la densité Ω_0 .

La simulation ΛCDM a ensuite été utilisée pour aborder un des problèmes "endémiques" potentiels' du paradigme CDM : les vides observés dans la population des galaxies. On a utilisé des échantillons de galaxies sélectionnées par luminosité, morphologie, couleur, et des échantillons de halos de DM choisis par masse. On a conclu que dans les simulations numériques contraintes, capables de suivre la morphologie de galaxies de la taille du LMC et la luminosité d'objets six fois plus faibles, de grands vides entre les galaxies spirales L_* sont aussi apparents : aucun de nos échantillons candidats pour une population typique des vides n'est distribué de façon homogène, en accord avec les observations jusqu'à la limite de résolution.

Dans une autre direction, on a esquissé l'étude qu'il est possible de faire à grand z , par exemple en s'intéressant (1) à la "nature" des galaxies simulant la population "Lyman-break" observée à $z \sim 3$, et à la répartition spatiale de leur descendance, (2) aux galaxies "hôtes" des QSO, en choisissant ces deux populations artificielles avec des critères simples adaptés aux propriétés calculées. On a aussi comparé l'évolution globale du taux de formation stellaire (TFS) et du taux de fusion des galaxies entre les deux cosmologies. En particulier, avec la précaution due à la limite de résolution des simulations, on trouve que le TFS *décroit* dans les deux cosmologies pour $z \gtrsim 2$, fait qui reste à confirmer par les observations, mais qui semble en contradiction avec d'autres simulations. On a conclu avec des exemples de l'évolution du TFS et de la masse stellaire pour des galaxies typiques du modèle semi-analytique, qui pourraient servir de point de départ dans, par exemple, l'analyse du passé de galaxies centrales d'amas comme NGC 4874, NGC 4889 ou M 87.

Enfin, on a donné dans le dernier chapitre de la deuxième partie quelques extensions possibles de la modélisation actuelle, sans toutefois déjà les appliquer à des problèmes précis.

¹<http://www.mpa-garching.mpg.de/NumCos/CR/>

Simulations non-gaussiennes du modèle Λ CDM

Si la motivation principale était initialement l'étude des populations de galaxies obtenues à grand z , où Peebles (1999b) s'attend à ce que le modèle prédise l'assemblage des galaxies précurseurs des galaxies L_* actuelles à des redshifts de $z \gtrsim 6$, et celle du reflet possible du caractère non gaussien de la densité de matière initiale dans les catalogues artificiels de galaxies construits à $z = 0$, ceci ne sera abordé que dans un prochain travail. On s'est contenté ici d'obtenir des statistiques sur la distribution de matière noire dans nos simulations et sur les amas massifs à $z = 0$.

Le schéma utilisé par Peebles (1999a) pour obtenir un champ de surdensité initial non-gaussien, distribué en χ_1^2 a été brièvement décrit. Il nous a paru intéressant de rappeler la méthode employée pour infléchir le spectre de puissance avec une forme invariante d'échelle générique des modèles isocourbure pour avoir une pente en accord avec le spectre observé des galaxies : $n_p \sim -1.8$.

Après avoir exprimé analytiquement le biais des halos dans le cas non-gaussien, on a discuté les problèmes associés à la construction des conditions initiales. On a considéré d'une part la dépendance du résultat de la transformation locale non-linéaire d'un champ gaussien en fonction de la résolution, avec comme critère la forme de la densité de probabilité du champ initial, d'autre part la perte de puissance aux modes proches du mode fondamental, ainsi que l'infléchissement du spectre de puissance, qui sont tous deux liés à la taille finie du volume simulé. Ces difficultés sont aussi apparentes dans d'autres simulations du modèle non-gaussien. On a montré que ces trois problèmes étaient sous contrôle dans le sens où ils n'affectaient pas nos études ultérieures.

Les statistiques les plus simples, à un point, comme la densité de probabilité des champs de densité ou de vitesse, ou à deux points comme le spectre de puissance et fonction de corrélation, obtenues sur nos deux grandes simulations, de côtés respectifs $162 h^{-1}$ Mpc et $600 h^{-1}$ Mpc, ont été utilisées pour valider le comportement de l'intégration numérique. On a normalisé ces simulations pour qu'elles reproduisent à la fois la puissance observée par *COBE* des anisotropies du CMB à $l \sim 10$ et l'abondance locale des amas massifs. Ces contraintes, combinées avec la pente théorique du spectre de puissance initial des surdensités, font que les statistiques à deux points obtenues sont finalement très semblables au cas gaussien, alors que les fonctions de masse des halos, par exemple, reflètent le caractère non-gaussien.

La distribution spatiale des amas et leur champ des vitesses propres sont des exemples de tests qui permettent aussi d'invalider le modèle Λ CDM, hors CMB. En particulier, on a trouvé que la longueur de corrélation des amas du modèle Λ CDM est bien approximée par notre schéma analytique : elle est excessive par rapport aux observations pour toutes les abondances d'amas étudiées, et elle permet d'invalider le modèle. De même la variance des vitesses propres des amas est trop faible en comparaison du cas gaussien et des observations ; la forme de la distribution des vitesses s'écarte aussi d'une distribution maxwellienne aux petites et aux grandes vitesses. En fait, ce dernier point est probablement une signature de la seule différence de forme de la distribution du champ de densité initial, alors que la longueur de corrélation et la variance des vitesses sont également sensibles à Ω_0 , à la normalisation σ_8 , et à la forme du spectre, qui diffèrent tous entre Λ CDM et Λ CDM.

Perspectives futures

La suite immédiate du travail ci-dessus consiste à appliquer le modèle semi-analytique de formation des galaxies à la simulation du modèle Λ CDM de côté $162 h^{-1}$ Mpc. Sans optimiser les paramètres semi-analytiques, un premier test effectué dans cette cosmologie non-gaussienne, en reprenant les valeurs utilisées sur la simulation Λ CDM gaussienne contrainte, a reproduit raisonnablement bien la relation de Tully-Fisher locale, mais la fonction de luminosité simulée montre un nombre important de galaxies largement trop lumineuses, tout comme un déficit de galaxies de luminosité L_* . Outre ces différences sur les fonctions de luminosité, une inspection visuelle montre aussi que les galaxies de luminosités comparables sont distribuées de façon plus homogène dans le modèle Λ CDM que dans le cas Λ CDM, .

On donne dans ce qui suit quelques lignes de développement possibles à plus long terme pour une modélisation semi-analytique plus détaillée, continuant notamment les aspects du chapitre 7 de la deuxième partie. Enfin, on rappelle quelques dynamiques de la recherche actuelle en cosmologie théorique et observationnelle.

Modélisation semi-analytique

Bien que l'on ait apporté quelques modifications justifiées au traitement semi-analytique de Kauffmann et al. (1999a), en modélisant certains processus physiques avec davantage de précision, comme en changeant le calcul du temps de friction dynamique pour "améliorer" la coupure exponentielle de la fonction de luminosité simulée ou en précisant le calcul de la vitesse de rotation du disque des galaxies spirales pour un meilleur accord avec la relation de TF, de nombreuses questions demeurent. Toutes ne seront pas nécessairement résolues en incluant les schémas discutés dans le chapitre 7 de la troisième partie ou en progressant vers des résolutions de particules DM plus élevées (on présume que les problèmes liés à la fonction de luminosité des amas massifs sont de ce dernier ordre). Dans tous les cas, il est clair que notre algorithme SA n'atteint pas le niveau de détail implémenté par Cole et al. (2000) ou de Somerville & Primack (1999), mais il est adapté à la résolution employée et à nos objectifs de simulation.

Nos difficultés pour obtenir des populations d'amas plus représentatives peuvent aussi refléter notre incompréhension de processus majeurs, comme l'incertitude sur le devenir du gaz recyclé par les SNe et le dilemme entre éjection et rétention, ou comme les courants de refroidissement de gaz froid massifs dans les amas et l'évolution ultérieure de ce gaz, ou encore comme l'incertitude sur la fonction de masse stellaire initiale typique de ces environnements. Un autre exemple d'amélioration est l'intégration, dans l'algorithme SA, d'un traitement plus précis de l'extinction due aux poussières qui peut par exemple être fonction du type de galaxie simulé, ou un calcul de l'efficacité de la formation stellaire qui soit fonction de l'environnement des galaxies ou de leur type. On pourra utiliser dans cette perspective par exemple des modèles "intégrés" comme ceux de Charlot & Longhetti (2001) ou calibrer le traitement à partir des spectres de galaxies obtenus dans les surveys locaux en cours comme le *SDSS*.

Ainsi, l'amélioration du modèle passe non seulement par une représentation plus détaillée à mesure que la résolution augmente au-delà de celle des simulations contraintes de DM (sans atteindre cependant les échelles où l'hydrodynamique des baryons doit être suivie avec précision, e.g. SPH), mais aussi par l'intégration des résultats d'observations des processus encore incertains à l'échelle de résolution actuelle.

Si, parmi les outils de simulation en cosmologie, les méthodes semi-analytiques peuvent paraître “dépassées” ou “moins utilisées” par rapport aux techniques SPH, elles constituent toujours un outil très efficace pour la construction de catalogues artificiels sur des profondeurs comparables à celles des surveys locaux ou sur des volumes qui sont typiquement observés à $z \gtrsim 3$, pour le test sinon de paramètres cosmologiques, au moins des prescriptions du modèle standard en termes de formation des galaxies, et la validation d’algorithmes numériques comme celui de la reconstruction de l’Univers Local.

Développements observationnels et théoriques

Peebles (2001a) note qu’au début des années 1990, au moins cinq modèles pour la formation des structures étaient activement discutés. Une décennie plus tard, avec la multiplication des tests observationnels et l’amélioration impressionnante de leur précision, avec au premier rang le spectre du CMB, seul le modèle adiabatique CDM, de courbure négligeable et de faible densité de masse ($\Omega_0 \sim 0.3$) avec des fluctuations initiales de densité distribuées de façon gaussienne, semble en accord avec l’ensemble des contraintes. Il constitue le “modèle standard” à l’heure actuelle, et, au vu du grand nombre de tests critiques, “non triviaux” qu’il a déjà satisfaits, il *peut* paraître assez inconcevable qu’une nouvelle observation remette en cause l’approximation qu’il propose de la réalité physique. Si on a rappelé qu’il est important de toujours considérer des alternatives qui satisfont *a priori* le même ensemble de contraintes, il peut sembler que, dès qu’une nouvelle observation met en difficulté une de ces alternatives celle-ci doivent être abandonnées, plutôt que sauvée par des tentatives *ad hoc*, en application du principe d’Ockham. Ainsi, il semble inutile de continuer à exploiter le modèle Λ CDM de Peebles (1999a), en le modifiant, par exemple par recombinaison non-standard, ou par inclusion d’une composante adiabatique non-négligeable, pour qu’il reproduise les anisotropies du CMB.

Λ CDM restera donc probablement, quoi qu’on puisse sous-entendre par Λ (constante cosmologique, quintessence) et par CDM (des naines brunes aux axions) la cosmogonie préférée de la prochaine décennie. Les observations en cours et futures incluent d’abord la mesure précise des paramètres cosmologiques, surtout grâce au CMB et aux surveys “massifs” de galaxies. Ensuite, elle comprend par exemple la fenêtre X qui n’est plus “exotique” mais a acquis le rang des longueurs d’onde optiques pour la richesse des informations qu’elle contient, par exemple avec les observations de *CHANDRA*. Enfin, avec des télescopes de la classe de 10m, le futur *NGST*, ou encore avec le réseau millimétrique *ALMA*, des aspects de plus en plus ciblés de la formation des galaxies seront abordés dans le détail, comme la nature des précurseurs des d’objets typiques comme les LBG. L’explication de ces propriétés, dans le cadre Λ CDM, requiert un nouveau degré de précision dans la modélisation de la formation de galaxies. Un exemple évident d’interaction observation/simulation est la compréhension du rôle joué par la poussière à grand z , ou la modélisation de l’efficacité de la rétroaction des SNe sur le gaz froid des galaxies les moins massives. Les méthodes semi-analytiques sont toujours particulièrement adaptées pour greffer sur un volume significatif de l’univers des objets dont les propriétés toujours plus détaillées auront auparavant été étudiées avec ce nouveau degré

de précision mais à l'échelle d'une seule galaxie par d'autres méthodes numériques.

Liste des publications

1. *Simulating the formation of the Local Galaxy Population*, H. Mathis, G. Lemson, V. Springel, G. Kauffmann, S. D. M. White, A. Eldar et A. Dekel (2002), MNRAS, 333, 739
2. *Voids in the simulated Local Universe*, H. Mathis et S. D. M. White, astro-ph/0201193, soumis à MNRAS
3. *Clustering in the Λ CDM model of structure formation*, H. Mathis et S. D. M. White, en préparation

*Invenies aliquid amplium in silvis quam in libris. Ligna et lapides
docebunt quod a magistris non audire possis.*

St Bernard de Clairvaux

Bibliographie

- Abell, G. O., Corwin, H. G., Olowin, R. P. (1989), *A catalog of rich clusters of galaxies*, ApJS, 70, 1
- Acker, A. (1992), *Astronomie – Introduction*, Masson
- Adelberger, K. L., Steidel, C. C., Giavalisco, M., Dickinson, M., Pettini, M., Kellogg, M. (1998), *A counts-in-cells analysis of Lyman-break galaxies at redshift $z \sim 3$* , ApJ, 505, 18
- Allen, S. W., Fabian, A. C. (1997), *The spatial distribution of cooling gas and intrinsic X-ray absorbing material in cooling flows*, MNRAS, 286, 583
- Alpher, R. A., Bethe, H., Gamow, G. (1948), *The origin of chemical elements*, PR, 73, 803
- Audit, E., Alimi, J.-M. (1996), *Gravitational lagrangian dynamics of cold matter using the deformation tensor*, A&A, 316, 11
- Audit, E., Teyssier, R., Alimi, J.-M. (1997), *Non-linear dynamics and mass function of cosmic structures. I. Analytical results*, A&A, 325, 439
- Avelino, P. P., Shellard, E. P. S., Wu, J. H. P., Allen, B. (1998), *Non-gaussian features of linear cosmic string models*, ApJ, 507, 101
- Avelino, P. P., Viana, P. T. P. (2000), *The cloud-in-cloud problem for non-Gaussian density fields*, MNRAS, 314, 354
- Bahcall, N. A., Cen, R. (1992), *Galaxy clusters and cold dark matter - A low-density unbiased universe*, ApJ, 398, 81
- Bahcall, N. A., Cen, R. (1993), *The mass function of clusters of galaxies*, ApJ, 407, L49
- Bahcall, N. A., Cen, R., Gramann, M. (1994), *Probing the large-scale velocity field with clusters of galaxies (B92)*, ApJ, 430, L13
- Bahcall, N. A., Oh, S. P. (1996), *The peculiar velocity function of galaxy clusters*, ApJ, 462, L49
- Bahcall, N. A., Soneira, R. M. (1983), *The spatial correlation function of rich clusters of galaxies*, ApJ, 270, 20
- Bardeen, J. M. (1980), *Gauge-invariant cosmological perturbations*, PRD, 22, 1882
- Bardeen, J. M., Bond, J. R., Kaiser, N., Szalay, A. S. (1986), *The statistics of peaks of gaussian random fields*, ApJ, 304, 15
- Bardeen, J. M., Steinhardt, P. J., Turner, M. S. (1983), *Spontaneous creation of almost scale-free density perturbations in an inflationary universe*, PRD, 28, 679
- Barnes, J. E. (1988), *Encounters of disk/halo galaxies*, ApJ, 331, 699
- Barnes, J. E. (1998), *Lecture Notes 1996*, in *Galaxies : Interactions and Induced Star Formation*, Saas-Fee Advanced Course 26, edited by R. C. Kennicutt, J. F. Schweizer, J. E.

- Barnes, D. Friedli, L. Martinet, D. Pfenniger, 26, 275, Swiss Society for Astrophysics and Astronomy, XIV
- Barnes, J. E., Hut, P. (1986), *A hierarchical $\mathcal{O}(N \log N)$ force-calculation algorithm*, Nature, 324, 446
- Baugh, C. M. (1996), *The real-space correlation function measured from the APM galaxy survey*, MNRAS, 280, 267
- Baugh, C. M., Cole, S., Frenk, C. S. (1996), *Evolution of the Hubble sequence in hierarchical models for galaxy formation*, MNRAS, 283, 1361
- Beisbart, C., Kerscher, M. (2000), *Luminosity- and morphology-dependent clustering of galaxies*, ApJ, 545, 6
- Benson, A. J., Cole, S., Frenk, C. S., Baugh, C. M., Lacey, C. G. (2000), *The nature of galaxy bias and clustering*, MNRAS, 311, 793
- Benson, A. J., Frenk, C. S., Baugh, C. M., Cole, S., Lacey, C. G. (2001a), *The clustering evolution of the galaxy distribution*, MNRAS, 327, 1041
- Benson, A. J., Frenk, C. S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., Cole, S. (2002), *The effects of photoionization on galaxy formation - II. Satellite galaxies in the Local Group*, MNRAS, 333, 177
- Benson, A. J., Pearce, F. R., Frenk, C. S., Baugh, C. M., Jenkins, A. (2001b), *A comparison of semi-analytic and smoothed particle hydrodynamics galaxy formation*, MNRAS, 320, 261
- Bernardeau, F. (1992), *The gravity-induced quasi-gaussian correlation hierarchy*, ApJ, 392, 1
- Binney, J., Merrifield, M. (1998), *Galactic astronomy*, Princeton University Press
- Binney, J., Tremaine, S. (1987), *Galactic dynamics*, Princeton University Press
- Bistolas, V., Hoffman, Y. (1998), *Nonlinear constrained realizations of the large scale structure*, ApJ, 492, 439
- Blanton, M. R., Dalcanton, J., Eisenstein, D., Loveday, J., Strauss, M. A., SubbaRao, M., Weinberg, D. H., Anderson, J. E., et al. (2001), *The luminosity function of galaxies in SDSS commissioning data*, AJ, 121, 2358
- Bode, P., Ostriker, J. P., Turok, N. (2001), *Halo formation in warm dark matter models*, ApJ, 556, 93
- Bond, J. R., Kaiser, N., Cole, S., Efstathiou, G. (1991), *Excursion set mass functions for hierarchical gaussian fluctuations*, ApJ, 379, 440
- Bonnor, W. B. (1957), *Jeans' formula for gravitational instability*, MNRAS, 117, 104
- Borgani, S., da Costa, L. N., Freudling, W., Giovanelli, R., Haynes, M. P., Salzer, J., Wegner, G. (1997), *Peculiar velocities of clusters in cold dark matter models*, ApJ, 482, L121
- Bothun, G. D., Cornell, M. E. (1990), *The faint end of the Zwicky magnitude scale : CCD isophotal magnitudes versus Zwicky magnitudes*, AJ, 99, 1004
- Bothun, G. D., Schombert, J. M., Impey, C. D., Sprayberry, D., McGaugh, S. S. (1993), *The small scale environment of low surface brightness disk galaxies*, AJ, 106, 530
- Bower, R. G. (1991), *The evolution of groups of galaxies in the Press-Schechter formalism*, MNRAS, 248, 332

- Bower, R. G., Lucey, J. R., Ellis, R. S. (1992), *Precision photometry of early-type galaxies in the Coma and Virgo clusters : a test of the universality of the colour-magnitude relation - II. Analysis*, MNRAS, 254, 601
- Branchini, E., Teodoro, L., Frenk, C. S., Schmoldt, I., Efstathiou, G., White, S. D. M., Saunders, W., Sutherland, W., Rowan-Robinson, M., Keeble, O., Tadros, H., Maddox, S., Oliver, S. (1999), *A non-parametric model for the cosmic velocity field*, MNRAS, 308, 1
- Brandenberger, R. H. (1985), *Quantum field theory methods and inflationary universe models*, Review of Modern Physics, 57, 1
- Brandenberger, R. H. (1990), *Inflationary universe models and cosmic strings*, in *Physics of the early universe*, edited by J. A. Peacock, A. F. Heavens, A. T. Davies, Proceedings of the 36th Scottish Universities Summer School in Physics, Edinburgh, July 24 - August 11, 1989, 281, Bristol : IOP Publication Adam
- Bruno, G. (1992), *L'infini, l'univers et les mondes*, Berg International
- Bruzual, A. G., Charlot, S. (1993), *Spectral evolution of stellar populations using isochrone synthesis*, ApJ, 405, 538
- Bryan, G. L., Norman, M. L. (1998), *Statistical properties of X-Ray clusters : analytic and numerical comparisons*, ApJ, 495, 80
- Bunn, E. F., White, M. (1997), *The 4 year COBE normalization and large-scale structure*, ApJ, 480, 6
- Burles, S., Nollett, K. M., Truran, J. N., Turner, M. S. (1999), *Sharpening the predictions of big-bang nucleosynthesis*, Phys. Rev. Lett., 82, 4176
- Burns, S. D. (1997), *Isentropic and isocurvature axion perturbations in inflationary cosmology*, preprint, astro-ph/9711303
- Calzetti, D. (1997), *Reddening and star formation in starburst galaxies*, AJ, 113, 162
- Cardelli, J. A., Clayton, C. G., Mathis, J. S. (1989), *The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction*, ApJ, 345, 245
- Carlberg, R. G., Yee, H. K. C., Ellingson, E., Abraham, R., Gravel, P., Morris, S., Prichet, C. J. (1996), *Galaxy cluster virial masses and Ω* , ApJ, 462, 32
- Carpenter, E. F. (1938), *Some characteristics of associated galaxies. I. a. density restriction in the metagalaxy*, ApJ, 88, 344
- Cen, R., Ostriker, J. P. (2000), *Physical bias of galaxies from large-scale hydrodynamic simulations*, ApJ, 538, 83
- Chandrasekhar, S. (1943), *Dynamical friction. I. General considerations : the coefficient of dynamical friction*, ApJ, 96, 255
- Charlot, S., Kauffmann, G., Longhetti, M., Tresse, L., White, S. D. M., Maddox, S. J., Fall, S. M. (2002), *Star formation, metallicity and dust properties derived from the SAPM galaxy survey spectra*, MNRAS, 330, 872
- Charlot, S., Longhetti, M. (2001), *Nebular emission from star-forming galaxies*, MNRAS, 323, 887
- Chiu, W. A., Ostriker, J. P., Strauss, M. A. (1998), *Using cluster abundances and peculiar velocities to test the gaussianity of the cosmological density field (C98)*, ApJ, 494, 479

- Churazov, E., Gilfanov, M., Forman, W., Jones, C. (1999), *Evidence for merging in the Centaurus cluster*, ApJ, 520, 105
- Cohn, J. D., Bagla, J. S., White, M. (2001), *A comparison of simulated and analytic major merger counts*, MNRAS, 325, 1053
- Colberg, J. M., White, S. D. M., MacFarland, T., Jenkins, A., Pearce, F. R., Frenk, C. S., Thomas, P. A., Couchman, H. M. P. (2000a), *Peculiar velocities of galaxy clusters*, MNRAS, 313, 229
- Colberg, J. M., White, S. D. M., Yoshida, N., MacFarland, T., Jenkins, A., Frenk, C. S., Pearce, F. R., Evrard, A. E., Couchman, H. M. P., Efstathiou, G., Peacock, J. A., Thomas, P. A. (2000b), *Clustering of galaxy clusters in cold dark matter universes*, MNRAS, 319, 209
- Cole, S. (1991), *Modelling galaxy formation in evolving dark matter halos*, ApJ, 367, 45
- Cole, S., Kaiser, N. (1988), *Sunyaev-Zel'dovich fluctuations in the cold dark matter scenario*, MNRAS, 233, 637
- Cole, S., Kaiser, N. (1989), *Biased clustering in the cold dark matter cosmogony*, MNRAS, 237, 1127
- Cole, S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., Frenk, C. S. (2000), *Hierarchical galaxy formation (C00)*, MNRAS, 319, 168
- Cole, S., Norberg, P., Baugh, C. M., Frenk, C. S., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., et al. (2001), *The 2dF Galaxy Redshift Survey : near infrared galaxy luminosity functions*, MNRAS, 326, 255
- Coles, P., Moscardini, L., Lucchin, F., Matarrese, S., Messina, A. (1993), *Skewness as a test of non-gaussian primordial density fluctuations*, MNRAS, 264, 749
- Collins, C. A., Guzzo, L., Böhringer, H., Schuecker, P., Chincarini, G., Cruddace, R., Grandi, S. D., MacGillivray, H. T., Neumann, D. M., Schindler, S., Shaver, P., Voges, W. (2000), *The ROSAT-ESO Flux-Limited X-ray (REFLEX) galaxy cluster survey - II. The spatial correlation function*, MNRAS, 319, 939
- Connolly, A. J., Szalay, A. S., Dickinson, M., Subbarao, M. U., Brunner, R. J. (1997), *The evolution of the global star formation history as measured from the Hubble Deep Field*, ApJ, 486, L11
- Couchman, H. M. P., Thomas, P., Pearce, F. (1995), *Hydra : Adaptive-mesh implementation of P^3M -SPH*, ApJ, 452, 797
- Croft, R. A. C., Dalton, G. B., Efstathiou, G., Sutherland, W. J., Maddox, S. J. (1997), *The richness dependence of galaxy cluster correlations : results from a redshift survey of rich APM clusters (C97)*, MNRAS, 291, 305
- Croft, R. A. C., Efstathiou, G. (1994), *The correlation function of rich clusters of galaxies in CDM-like models*, MNRAS, 267, 390
- Curtis, H. D. (1920), *Modern Theories of the Spiral Nebulae*, JRASC, 14, 317
- Davé, R., Dubinski, J., Hernquist, L. (1997), *Parallel TreeSPH*, New Astronomy, 2, 277
- Davis, M., Efstathiou, G., Frenk, C. S., White, S. D. M. (1985), *The evolution of large-scale structure in a universe dominated by cold dark matter*, ApJ, 292, 391
- de Bernardis et al., P. (2000), *A flat Universe from high-resolution maps of the cosmic microwave background radiation*, Nature, 404, 955

- de Blok, W. J. G., McGaugh, S. S., Bosma, A., Vera, C. (2001), *Mass density profiles of low surface brightness galaxies*, ApJL, 552, L23
- de Sitter, W. (1917), *Einstein's theory of gravitation and its astronomical consequences. Third paper*, MNRAS, 78, 3
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., Buta, R. J., Paturel, G., Fouque, P. (1991), *Third reference catalogue of bright galaxies*, Springer-Verlag, New York
- Dekel, A., Eldar, A., Kolatt, T., Yahil, A., Willick, J. A., Faber, S. M., Courteau, S., Burstein, D. (1999), *POTENT reconstruction from Mark III velocities*, ApJ, 522, 1
- Devriendt, J. E. G., Guiderdoni, B. (2000), *Galaxy modelling – II. Multi-wavelength faint counts from a semi-analytic model of galaxy formation*, A&A, 363, 851
- Dey, A., Strauss, M. A., Huchra, J. P. (1990), *A deep redshift survey of IRAS galaxies towards the Boötes void*, AJ, 99, 463
- Diaferio, A., Kauffmann, G., Balogh, M. L., White, S. D. M., Schade, D., Ellingson, E. (2001), *The spatial and kinematic distributions of cluster galaxies in a Λ CDM universe – Comparison with observations (D01)*, MNRAS, 323, 999
- Diaferio, A., Kauffmann, G., Colberg, J. M., White, S. D. M. (1999), *Clustering of galaxies in a hierarchical universe - III. Mock redshift surveys (D99)*, MNRAS, 307, 537
- Dicke, R. H., Peebles, P. J. E., Roll, P. G., Wilkinson, D. T. (1965), *Cosmic black-body radiation*, ApJ, 142, 414
- Dickinson, M. (2000), *The first galaxies : structure and stellar populations*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, 358, 2001
- Dressler, A. (1980), *Galaxy morphology in rich clusters - Implications for the formation and evolution of galaxies*, ApJ, 236, 351
- Dressler, A., Oemler, A. J., Couch, W. J., Smail, I., Ellis, R. S., Barger, A., Butcher, H., Poggianti, B. M., Sharples, R. M. (1997), *Evolution since $z = 0.5$ of the morphology-density relation for clusters of galaxies*, ApJ, 490, 577
- Durrer, R. (2001), *The theory of CMB anisotropies*, preprint, astro-ph/0109522
- Durrer, R., Juszkiewicz, R., Kunz, M., Uzan, J.-P. (2000), *Skewness as a probe of non-gaussian initial conditions*, PRD, 62, 1301
- Eder, J. A., Schombert, J. M., Dekel, A., Oemler, A. (1989), *The clustering of dwarf galaxies*, ApJ, 340, 29
- Efstathiou, G. (1990), *Cosmological perturbations*, in *Physics of the early universe*, edited by J. A. Peacock, A. F. Heavens, A. T. Davies, Proceedings of the 36th Scottish Universities Summer School in Physics, Edinburgh, July 24 - August 11, 1989, 361, Bristol : IOP Publication Adam
- Efstathiou, G., Bond, J. R. (1986), *Isocurvature cold dark matter fluctuations*, MNRAS, 218, 103
- Efstathiou, G., Davis, M., Frenk, C. S., White, S. D. M. (1985), *Numerical techniques for large cosmological N-body simulations*, ApJS, 57, 241
- Eggen, O. J., Lynden-Bell, D., Sandage, A. R. (1962), *Evidence from the motions of old stars that the Galaxy collapsed*, ApJ, 136, 748

Bibliographie

- Eisenstein, D. J., Hu, W. (1998), *Baryonic features in the matter transfer function*, ApJ, 496, 605
- Eke, V. R., Cole, S., Frenk, C. S. (1996), *Cluster evolution as a diagnostic for Omega*, MNRAS, 282, 263
- El-Ad, H., Piran, T. (1997), *Voids in the large-scale structure*, ApJ, 491, 421
- El-Ad, H., Piran, T. (2000), *A case devoid of bias : Optical Redshift Survey voids versus IRAS voids*, MNRAS, 313, 553
- El-Ad, H., Piran, T., da Costa, L. N. (1997), *A catalogue of the voids in the IRAS 1.2-Jy survey*, MNRAS, 287, 790
- Ellis, R. (2001), *Galaxy formation and evolution : recent progress*, in *XIth Canary Islands Winter School of Astrophysics : "Galaxies at High Redshift"*, Canary Islands Winter School of Astrophysics
- Ettori, S., Fabian, A. C. (1999), *ROSAT PSPC observations of 36 high-luminosity clusters of galaxies : constraints on the gas fraction*, MNRAS, 305, 834
- Evrard, A. E., Silk, J., Szalay, A. S. (1990), *The morphology-density relation for galaxies in cold dark matter-dominated universe*, ApJ, 385, 13
- Fabian, A. C., Nulsen, P. E. J., Canizares, C. R. (1991), *Cooling flows in clusters of galaxies*, A&A Review, 2, 191
- Falco, E. E., Kurtz, M. J., Geller, M. J., Huchra, J. P., Peters, J., Berlind, P., Mink, D. J., Tokarz, S. P., Elwell, B. (1999), *The Updated Zwicky Catalog (UZC)*, PASP, 111, 438
- Fall, S. M. (1983), *Galaxy Formation - Some comparison between theory and observation*, in *Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies, Proceedings of the Symposium, Besançon, France, August 9-13, 1982*, edited by E. Athanassoula, volume 100 of *IAUS*, 391, IAU, D. Reidel Publishing Co.
- Fall, S. M., Efstathiou, G. (1980), *Formation and rotation of disc galaxies with haloes*, MNRAS, 193, 189
- Ferland, G. J., Fabian, A. C., Johnstone, R. M. (1994), *The physical conditions within dense cold clouds in cooling flows*, MNRAS, 266, 399
- Fisher, K. B., Davis, M., Strauss, M. A., Yahil, A., Huchra, J. P. (1994), *Clustering in the 1.2-Jy IRAS Galaxy Redshift Survey - Part Two -*, MNRAS, 267, 927
- Fisher, K. B., Huchra, J. P., Strauss, M. A., Davis, M., Yahil, A., Schlegel, D. (1995), *The IRAS 1.2-Jy Survey : Redshift data*, ApJS, 100, 69
- Folkes, S., Ronen, S., Price, I., Lahav, O., Colless, M., Maddox, S., Deeley, K., Glazebrook, K., Bland-Hawthorn, J., et al. (1999), *The 2dF Galaxy Redshift Survey : spectral types and luminosity functions*, MNRAS, 308, 459
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., Ferrarese, L., Kelson, D. D., Sakai, S., Mould, J. R., Kennicutt, R. C., Ford, H. C., et al. (2001), *Final results from the Hubble Space Telescope Key Project to measure the Hubble constant*, ApJ, 553, 47
- Frenk, C. S., Colberg, J. M., Couchman, H. M. P., Efstathiou, G., Evrard, A. E., Jenkins, A., MacFarland, T. J., Moore, B., Peacock, J. A., Pearce, F. R., Thomas, P. A., White, S. D. M., Yoshida, N. (2000), *Public Release of N-body simulations and related data by the Virgo Consortium*, astro-ph/0007362

- Frenk, C. S., White, S. D. M., Bode, P., Bond, J. R., Bryan, G. L., Cen, R., Couchman, H. M. P., Evrard, A. E., Gnedin, N., Jenkins, A., Khokhlov, A. M., Klypin, A., Navarro, J. F., Norman, M. L., Ostriker, J. P., Owen, J. M., Pearce, F. R., Pen, U.-L., Steinmetz, M., Thomas, P. A., Villumsen, J. V., Wadsley, J. W., Warren, M. S., Xu, G., Yepes, G. (1999), *The Santa Barbara cluster comparison project*, ApJ, 525, 554
- Freudling, W., Zehavi, I., da Costa, L. N., Dekel, A., Eldar, A., Giovanelli, R., Haynes, M. P., Salzer, J. J., Wegner, G., Zaroubi, S. (1999), *Large-scale power spectrum and cosmological parameters from SFI peculiar velocities*, ApJ, 523, 1
- Friedmann, Y., Piran, T. (2001), *A model of void formation*, ApJ, 548, 1
- Galilei, G. (2000), *Dialogue sur les deux grands systèmes du monde*, Points Science Seuil
- Ganon, G., Hoffman, Y. (1993), *Constrained realizations of gaussian fields – Reconstruction of the large-scale structure*, ApJ, 415, L5
- Gaztanaga, E., Fosalba, P. (1998), *Cosmological perturbation theory and the spherical collapse model - II. Non-Gaussian initial conditions*, MNRAS, 301, 524
- Gaztanaga, E., Mähönen, P. (1996), *Large-scale clustering from non-gaussian texture models*, ApJ, 462, L1
- Giavalisco, M., Dickinson, M. (2001), *Clustering segregation with ultraviolet luminosity in Lyman Break Galaxies at $z \sim 3$ and its implications*, ApJ, 550, 177
- Giovanelli, R., Haynes, M. P., da Costa, L. N., Freudling, W., Salzer, J. J., Wegner, G. (1997a), *The Tully-Fisher relation and H_0 (G97)*, ApJ, 477, L1
- Giovanelli, R., Haynes, M. P., Herter, T., Vogt, N. P., da Costa, L. N., Freudling, W., Salzer, J. J., Wegner, G. (1997b), *The I-band Tully-Fisher relation for cluster galaxies : a template relation, its scatter and bias corrections*, AJ, 113, 53
- Girardi, M., Borgani, S., Giuricin, G., Mardirossian, F., Mezzetti, M. (1998a), *The observational mass function of nearby galaxy clusters*, ApJ, 506, 45
- Girardi, M., Borgani, S., Giuricin, G., Mardirossian, F., Mezzetti, M. (2000), *Optical luminosities and mass-to-light ratios of nearby galaxy clusters (G00)*, ApJ, 530, 62
- Girardi, M., Giuricin, G., Mardirossian, F., Mezzetti, M., Boschin, W. (1998b), *Optical mass estimates of galaxy clusters*, ApJ, 505, 74
- Gonzalez, A. H., Zabludoff, A. I., Zaritsky, D., Dalcanton, J. J. (2000), *Measuring the diffuse optical light in Abell 1651*, ApJ, 536, 561
- Gooding, A. K., Park, C., Spergel, D. N., Turok, N., Gott III, R. (1992), *The formation of cosmic structure in a texture-seeded cold dark matter cosmogony*, ApJ, 393, 42
- Gott, J. R. I. (1977), *Recent theories of galaxy formation*, ARA&A, 15, 235
- Governato, F., Babul, A., Quinn, T., Tozzi, P., Baugh, C. M., Katz, N., Lake, G. (1999), *Properties of galaxy clusters : mass and correlation functions*, MNRAS, 307, 949
- Grogin, N. A., Geller, M. J. (2000), *An imaging and spectroscopic survey of galaxies within prominent nearby voids. II. Morphologies, star formation, and faint companions*, AJ, 119, 32
- Groth, E. J., Peebles, P. J. E. (1977), *Statistical analysis of catalogs of extragalactic objects. VII - Two- and three-point correlation functions for the high-resolution Shane-Wirtanen catalog of galaxies*, ApJ, 217, 385

- Gudehus, D. (1995), *The Virgocentric velocity from bright cluster galaxies*, A&A, 302, 21
- Gursky, H., Kellogg, E., Murray, S., Leong, C., Tananbaum, H., Giacconi, R. (1971), *A strong X-Ray Source in the Coma cluster observed by UHURU*, ApJL, 167, L81
- Guth, A. H. (1981), *Inflationary universe : a possible solution to the horizon and flatness problems*, PRD, 347, 23
- Guth, A. H., Pi, S.-Y. (1982), *Fluctuations in the new inflationary universe*, Phys. Rev. Lett., 49, 1110
- Hamilton, A. J. S. (1993), *Towards better ways to measure the galaxy correlation function*, ApJ, 417, 19
- Hanany, S., Ade, P., Balbi, A., Bock, J., Borrill, J., Boscareli, A., de Bernardis, P., et al., P. G. F. (2000), *MAXIMA-1 : A measurement of the Cosmic Microwave Background anisotropy on angular scales of 10'-5 degrees*, ApJ, 545, 5
- Hartwick, F. D. A., Schade, D. (1990), *The space distribution of quasars*, ARA&A, 28, 473
- Hauser, M. G., Peebles, P. J. E. (1973), *Statistical analysis of catalogs of extragalactic objects. 11. the Abell catalogue of rich clusters*, ApJ, 185, 757
- Hawking, S. W. (1982), *The development of irregularities in a single bubble inflationary universe*, Phys. Lett., 115B, 295
- Helou, G. (1986), *The IRAS colors of normal galaxies*, ApJ, 311, L33
- Hockney, R. W., Eastwood, J. W. (1988), *Computer simulations using particles*, IOP Publishing
- Hoffman, Y., Ribak, E. (1991), *Constrained realizations of gaussian fields – A simple algorithm (HR91)*, ApJ, 380, L5
- Hoffman, Y., Ribak, E. (1992), *Primordial gaussian perturbation fields – Constrained realizations*, ApJ, 396, 448
- Hoyle, F., Vogeley, M. S. (2002), *Voids in the PSCz Survey and the Updated Zwicky Catalog*, ApJ, 566, 641
- Hu, W. (1999), *Isocurvature mechanism for structure formation*, PRD, 59, 1301
- Hubble, E. P. (1925), *Cepheids in spiral nebulae*, The Observatory, 48, 139
- Hubble, E. P. (1926), *Extragalactic nebulae*, ApJ, 64, 321
- Huchra, J. (1976), *The Zwicky catalog magnitude scale : a comparison with photoelectric magnitudes of faint galaxies and with the magnitudes of Holmberg and de Vaucouleurs*, AJ, 81, 951
- Jeans, J. H. (1928), *Astronomy and cosmogony*, Cambridge University Press
- Jenkins, A., Frenk, C. S., Pearce, F. R., Thomas, P. A., Colberg, J. M., White, S. D. M., Couchman, H. M. P., Peacock, J. A., Efstathiou, G., Nelson, A. H. (1998), *Evolution of structure in cold dark matter universes*, ApJ, 499, 20
- Jenkins, A., Frenk, C. S., White, S. D. M., Colberg, J. M., Cole, S., Evrard, A. E., Yoshida, N. (2001), *The mass function of dark matter halos (J01)*, MNRAS, 321, 372
- Jernigan, J. G., Porter, D. H. (1989), *A tree code with logarithmic reduction of force terms, hierarchical regularization of all variables, and explicit accuracy controls*, ApJS, 71, 871

- Jing, Y. P. (1998), *Accurate fitting formula for the two-point correlation function of dark matter halos*, ApJ, 503, L9
- Kaiser, N. (1984), *On the spatial correlations of Abell clusters*, ApJ, 284, L9
- Kapteyn, J. C. (1908), *Recent researches in the structure of the Universe*, The Observatory, 31, 346
- Kauffmann, G., Colberg, J. M., Diaferio, A., White, S. D. M. (1999a), *Clustering of galaxies in a hierarchical universe - I. Methods and results at $z = 0$* , MNRAS, 303, 188
- Kauffmann, G., Colberg, J. M., Diaferio, A., White, S. D. M. (1999b), *Clustering of galaxies in a hierarchical universe - II. Evolution to high redshift*, MNRAS, 307, 529
- Kauffmann, G., Haehnelt, M. (2000), *A unified model for the evolution of galaxies and quasars*, MNRAS, 311, 576
- Kauffmann, G., Nusser, A., Steinmetz, M. (1997), *Galaxy formation and large-scale bias (K97)*, MNRAS, 286, 795
- Kauffmann, G., White, S. D. M. (1993), *The merging history of dark matter haloes in a hierarchical universe (K93a)*, MNRAS, 261, 921
- Kauffmann, G., White, S. D. M., Guiderdoni, B. (1993), *The formation and evolution of galaxies within merging dark matter haloes (K93b)*, MNRAS, 264, 201
- Kennicutt, R. C. (1989), *The star formation law in galactic disks*, ApJ, 344, 685
- Kennicutt, R. C. (1998), *The global Schmidt law in star-forming galaxies*, ApJ, 498, 541
- Kent, S. M., Gunn, J. E. (1982), *The dynamics of rich clusters of galaxies. I - The Coma cluster*, AJ, 87, 945
- Kibble, T. W. B. (1976), *Topology of cosmic domains and strings*, JPhA, 9, 1387
- Kirshner, R. P., Oemler, A. J., Schechter, P. L., Sackett, S. A. (1981), *A million cubic megaparsec void in Boötes*, ApJ, 248, 57
- Klypin, A. A., Kopylov, A. I. (1983), *The spatial covariance function for rich clusters of galaxies*, Soviet Astronomy Letters, 9, 75
- Kochanek, C. S., White, M. (2000), *A quantitative study of interacting dark matter in halos*, ApJ, 543, 514
- Kofman, L., Bertschinger, E., Gelb, J. M., Nusser, A., (K94), A. D. (1994), *Evolution of one-point distributions from gaussian initial fluctuations*, ApJ, 420, 44
- Kolatt, T., Dekel, A., Ganon, G., Willick, J. A. (1996), *Simulating our cosmological neighbourhood : mock catalogs for velocity analysis (K96)*, ApJ, 458, 419
- Kolb, E., Turner, M. S. (1990), *The early universe*, Addison Wesley
- Koyama, K., Soda, J., Taruya, A. (1999), *Constraints on a non-gaussian chi-square cold dark matter model (Ko99)*, MNRAS, 310, 1111
- Kuhn, T. S. (1962), *The structure of scientific revolutions*, University of Chicago Press
- Kuhn, T. S. (1992), *La révolution copernicienne*, LGF Biblio Essais
- Lacey, C., Cole, S. (1993), *Merger rates in hierarchical models of galaxy formation*, MNRAS, 262, 627
- Lacey, C., Guiderdoni, B., Rocca-Vomerange, B., Silk, J. (1993), *Tidally triggered galaxy formation. II - Galaxy number counts*, ApJ, 402, 15

- Lacey, C., Silk, J. (1991), *Tidally triggered galaxy formation. I - Evolution of the galaxy luminosity function*, ApJ, 381, 14
- Lanzoni, B. (2002), *The effect of ram-pressure stripping on galaxy properties, in a hybrid model for galaxy formation in clusters*, in *Constructing the universe with clusters of galaxies, IAP 2000 meeting, Paris, France, July 2000*, edited by F. Durret, D. Gerbal
- Layzer, D. (1954), *Is the origin of the solar system connected with the overall structure of the universe ?*, AJ, 59, 170
- Lee, J., Shandarin, S. F. (1998), *The cosmological mass distribution function in the Zeldovich approximation*, ApJ, 500, 14
- Lee, J. C., Salzer, J. J., Rosenberg, J. L., Law, D. A. (2000), *Emission-line galaxy surveys as probes of the spatial distribution of dwarf galaxies. I. The University of Michigan survey*, ApJ, 536, 606
- Lee, S., Park, C. (1999), *Correlation functions of the Abell, APM and X-ray clusters of galaxies*, preprint, astro-ph/9909008
- Lemaître, G. (1931), *Expansion of the universe, A homogeneous universe of constant mass and increasing radius accounting for the radial velocity of extra-galactic nebulae*, MNRAS, 91, 483
- Lemson, G., Kauffmann, G. (1999), *Environmental influences on dark matter haloes and consequences for the galaxies within them*, MNRAS, 302, 111
- Liddle, A. R. (1999), *An introduction to cosmological inflation*, in *High Energy Physics and Cosmology, 1998 Summer School, ICTP, Trieste, Italy*, edited by A. Masiero, G. Senjanovic, A. Smirnov, 260, World Scientific Publishers
- Linde, A. (1990), *Particle physics and inflationary cosmology*, Harwood Academic Publications
- Linde, A., Mukhanov, V. (1997), *Non-Gaussian isocurvature perturbations from inflation*, PRD, 56, 535
- Lindner, U., Einasto, M., Einasto, J., Freudling, W., Fricke, K., Lipovetsky, V., Pustil'nik, S., Izotov, Y., et al., G. R. (1996), *The distribution of galaxies in voids*, A&A, 314, 1
- Loveday, J. (1996), *The APM bright galaxy catalogue*, MNRAS, 278, 1025
- Loveday, J., Peterson, B. A., Efstathiou, G., Maddox, S. J. (1992), *The Stromlo-APM Redshift Survey. I - The luminosity function and space density of galaxies*, ApJ, 390, 338
- Lucchin, F., Matarrese, S., Messina, A., Moscardini, L., Tormen, G. (1995), *Velocity fields in non-gaussian cold dark matter models*, MNRAS, 272, 859
- Lucey, J. R., Currie, M. J., Dickens, R. J. (1986), *The Centaurus cluster of galaxies. II. The bimodal velocity structure*, MNRAS, 221, 453
- Lynden-Bell, D. (1967), *Statistical mechanics of violent relaxation in stellar systems*, MNRAS, 136, 101
- Ma, C.-P., Bertschinger, E. (1995), *Cosmological perturbation theory in the synchronous and conformal newtonian gauges*, ApJ, 455, 7
- Mac Low, M.-M., Ferrara, A. (1999), *Starburst-driven mass loss from dwarf galaxies : efficiency and metal ejection*, ApJ, 513, 142

- Machacek, M. M., Bryan, G. L., Abel, T. (2001), *Simulations of pregalactic structure formation with radiative feedback*, ApJ, 548, 509
- Maller, A. H., Prochaska, J. X., Somerville, R. S., Primack, J. R. (2001), *Damped Lyman alpha systems and galaxy formation models - I. The radial distribution of cold gas at high z*, MNRAS, 326, 1457
- Marzke, R. O., Geller, M. J., da Costa, L. N., Huchra, J. P. (1995), *Pairwise Velocities of Galaxies in the CfA and SSRS2 Redshift Surveys*, AJ, 110, 477
- Marzke, R. O., Huchra, J. P., Geller, M. J. (1994), *The luminosity function of the CfA Redshift Survey*, ApJ, 428, 43
- Matarrese, S., Verde, L., Jimenez, R. (2000), *The abundance of high-redshift objects as a probe of non-gaussian initial conditions*, ApJ, 541, 10
- Mather, J. C., Cheng, E. S., Eplee Jr., R. E., Isaacman, R. B., et al. (1990), *A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite*, ApJ, 354, 37
- Meszaros, P. (1974), *The behaviour of point masses in an expanding cosmological substratum*, A&A, 37, 225
- Metcalfe, N., Fong, R., Shanks, T. (1995), *CCD galaxy photometry and the calibration of photographic surveys*, MNRAS, 274, 769
- Mihos, J. C., Hernquist, L. (1994), *Simulations of galaxies : triggering of star formation by minor mergers*, ApJ, 425, L13
- Mihos, J. C., Hernquist, L. (1996), *Gasdynamics and starbursts in major mergers*, ApJ, 464, 641
- Miniati, F. (2001), *COSMOCR : A numerical code for cosmic ray studies in computational cosmology*, Computer Physics Communication, 141, 17
- Mo, H. J., Jing, Y. P., White, S. D. M. (1996), *The correlation function of clusters of galaxies and the amplitude of mass fluctuations in the Universe*, MNRAS, 282, 1096
- Mo, H. J., White, S. D. M. (1996), *An analytic model for the spatial clustering of dark matter haloes*, MNRAS, 282, 347
- Mobasher, B., Ellis, R. S., Sharples, R. M. (1986), *A complete galaxy redshift sample. IV - Optical and infrared colour-luminosity relations*, MNRAS, 223, 11
- Mobasher, B., Sharples, R. M., Ellis, R. S. (1993), *A complete galaxy redshift survey. V - Infrared luminosity functions for field galaxies*, MNRAS, 263, 560
- Monaco, P., Theuns, T., Taffoni, G., Governato, F., Quinn, T., Stadel, J. (2002), *Predicting the number, spatial distribution, and merging history of dark matter halos*, ApJ, 564, 8
- Moore, B., Katz, N., Lake, G., Dressler, A., Oemler, A. (1996), *Galaxy harassment and the evolution of clusters of galaxies*, Nature, 379, 613
- Moore, B., Lake, G., Katz, N. (1998), *Morphological transformation from galaxy harassment*, ApJ, 495, 139
- Moscardini, L., Branchini, E., Brunozzi, P. T., Borgani, S., Plionis, M., Coles, P. (1996), *The cluster distribution as a test of dark matter models. III. The cluster velocity field*, MNRAS, 282, 384

- Moscardini, L., Matarrese, S., Lucchin, F., Messina, A. (1991), *Non-gaussian initial conditions in cosmological N-body simulations. II - Cold dark matter models*, MNRAS, 248, 424
- Moscardini, L., Matarrese, S., Mo, H. J. (2001), *Constraining cosmological parameters with the clustering properties of galaxy clusters in optical and X-ray bands*, MNRAS, 327, 422
- Müller, V., Arbabi-Bidgoli, S. (2001), *Quantitative analysis of the void size distribution in the LCRS and in CDM models*, Progress in Astronomy, 19, 28
- Müller, V., Arbabi-Bidgoli, S., Einasto, J., Tucker, D. (2000), *Voids in the Las Campanas Redshift Survey versus cold dark matter models*, MNRAS, 318, 280
- Nagamine, K. (2002), *The Lyman Break Galaxies : their progenitors and descendants (N01)*, ApJ, 564, 73
- Nagamine, K., Cen, R., Ostriker, J. P. (2000), *Luminosity density of galaxies and cosmic star formation rate from Lambda cold dark matter hydrodynamical simulations*, ApJ, 541, 25
- Nagamine, K., Fukugita, M., Cen, R., Ostriker, J. P. (2001a), *Evolution of the luminosity function and colours of galaxies in a Lambda, cold dark matter universe*, MNRAS, 372, 10
- Nagamine, K., Fukugita, M., Cen, R., Ostriker, J. P. (2001b), *Star formation history and stellar metallicity distribution in a cold dark matter universe*, ApJ, 558, 497
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., White, S. D. M. (1995), *The assembly of galaxies in a hierarchically clustering universe*, MNRAS, 275, 56
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., White, S. D. M. (1996), *The structure of cold dark matter halos*, ApJ, 462, 563
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., White, S. D. M. (1997), *A universal density profile from hierarchical clustering (NFW)*, ApJ, 490, 493
- Nichol, R. C., Collins, C. A., Guzzo, L., Lumsden, L. S. (1992), *The Edinburgh-Durham Southern Galaxy Catalogue. V - The cluster correlation function*, MNRAS, 255, 21P
- Nusser, A., da Costa, L. N., Branchini, E., Bernardi, M., Alonso, M. V., Wegner, G., Willmer, C. N. A., Pellegrini, P. S. (2001), *Comparison of the ENEAR peculiar velocities with the PSCz gravity field*, MNRAS, 320, 21
- Okamoto, T., Nagashima, M. (2002), *Morphological evolution of cluster galaxies*, in *Galaxy evolution, theory and observations*, preprint, astro-ph/9810215
- Padmanabhan, T. (1993), *Structure formation in the universe*, Cambridge University Press
- Papovich, C., Dickinson, M., Ferguson, H. C. (2001), *The stellar populations and evolution of Lyman Break Galaxies*, ApJ, 559, 620
- Park, C., Lee, S. (1998), *Correlation functions of APM clusters of galaxies*, Journal of the Korean Astronomical Society, 31, 105
- Peacock, J. A. (1999), *Cosmological physics*, Cambridge University Press
- Peacock, J. A., Cole, S., Norberg, P., Baugh, C. M., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R. D., Colless, M., et al. (2001), *A measurement of the cosmological mass density from clustering in the 2dF Galaxy Redshift Survey*, Nature, 410, 169
- Peacock, J. A., Dodds, S. J. (1994), *Reconstructing the linear power spectrum of cosmological mass fluctuations*, MNRAS, 267, 1020

- Pearce, F. R., Jenkins, A., Frenk, C. S., White, S. D. M., Thomas, P. A., Couchman, H. M. P., Peacock, J. A., Efstathiou, G. (2001), *Simulations of galaxy formation in a cosmological volume*, MNRAS, 326, 649
- Peebles, P. J. E. (1965), *The black-body radiation content of the universe and the formation of galaxies*, ApJ, 142, 1317
- Peebles, P. J. E. (1980), *The large-scale structure of the universe*, Princeton University Press
- Peebles, P. J. E. (1983), *The sequence of cosmogony and the nature of primeval departures from homogeneity*, ApJ, 274, 1
- Peebles, P. J. E. (1989), *Cosmogony and the very nearby galaxies*, J. Roy. Astron. Soc. Can., 83, 363
- Peebles, P. J. E. (1993), *Principles of physical cosmology*, Princeton University Press
- Peebles, P. J. E. (1999a), *An isocurvature cold dark matter cosmogony. I. A worked example of evolution through inflation* (P99a), ApJ, 510, 523
- Peebles, P. J. E. (1999b), *An isocurvature cold dark matter cosmogony. II. Observational tests* (P99b), ApJ, 510, 531
- Peebles, P. J. E. (1999c), *Summary : comments on the state of our subject*, in *Clustering at High Redshift, Marseille, June 1999*, edited by A. Mazure, O. L. Fevre
- Peebles, P. J. E. (2001a), *The cosmological tests* (P01 Partie I seulement), in *The Oskar Klein Memorial Lectures, Vol. 3*, edited by L. Bergstrom, U. Lindstrom, volume 3 (and astro-ph/0102327), World Scientific
- Peebles, P. J. E. (2001b), *The void phenomenon* (P01 sauf Partie I), ApJ, 557, 495
- Peebles, P. J. E. (2002), *When did the Large Elliptical Galaxies form ?*, in *A New Era in Cosmology, Durham, September, 2001*, edited by N. Metcalfe, T. Shanks, ASP Conference Series, ASP
- Peebles, P. J. E., Phelps, S. D., Shaya, E. J., Tully, R. B. (2000a), *Radial and transverse velocities of nearby galaxies*, ApJ, 554, 104
- Peebles, P. J. E., Seager, S., Hu, W. (2000b), *Delayed recombination*, ApJ, 539, L1
- Pen, U.-L., Seljak, U., Turok, N. (1997), *Power spectra in global defect theories of cosmic structure formation*, Phys. Rev. Lett., 79, 1611
- Penzias, A. A., Wilson, R. W. (1965), *A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s*, ApJ, 142, 419
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., Knop, R. A., Nugent, P., Castro, P. G., Deustua, S., Fabbro, S., Goobar, A., Groom, D. E., Hook, I. M., et al. (1999), *Measurements of Omega and Lambda from 42 high-redshift supernovae*, ApJ, 517, 565
- Pierpaoli, E., Garcia-Bellido, J., Borgani, S. (1999), *Microwave background anisotropies and large scale structure constraints on isocurvature modes in a two-field model of inflation*, JHEP, 10, 15
- Plionis, M., Basilakos, S. (2002), *The size and shape of local voids*, MNRAS, 330, 399
- Porciani, C., Giavalisco, M. (2002), *The clustering properties of Lyman-break galaxies at redshift $z \sim 3$* , ApJ, 565, 24
- Press, W. H., Schechter, P. (1974), *Formation of galaxies and clusters of galaxies by self-similar gravitational condensation*, ApJ, 187, 425

- Press, W. H., Vishniac, E. T. (1980), *Tenacious myths about cosmological perturbations larger than the horizon size*, ApJ, 239, 1
- Pustil'nik, S. A., Ugryumov, A. V., Lipovetski, V. A., Thuan, T. X., Guseva, N. G. (1995), *The spatial distribution of blue compact galaxies in the second Byurakan survey*, ApJ, 443, 499
- Rees, M. J. (1985), *Mechanisms for biased galaxy formation*, MNRAS, 213, 75
- Reiprich, T. H., Böhringer, H. (2002), *The Mass Function of an X-Ray Flux-Limited Sample of Galaxy Clusters*, ApJ, 567, 716
- Robinson, J. (2000), *Cosmological constraints from the correlation function of galaxy clusters (R00)*, preprint, astro-ph/0004023
- Robinson, J., Baker, J. E. (2000), *Evolution of the cluster abundance in non-gaussian models (RB00)*, MNRAS, 311, 781
- Robinson, J., Gawiser, E., Silk, J. (1998), *A Simultaneous Constraint on the Amplitude and Gaussianity of Mass Fluctuations in the Universe*, preprint, astro-ph/9805181, 203
- Robinson, J., Gawiser, E., Silk, J. (2000), *Constraining primordial non-gaussianity with the abundance of high-redshift clusters*, ApJ, 532, 1
- Rocha-Pinto, H. J., Scalo, J., Maciel, W. J., Flynn, C. (2000a), *Chemical enrichment and star formation in the Milky Way disk*, A&A, 358, 869
- Rocha-Pinto, H. J., Scalo, J., Maciel, W. J., Flynn, C. (2000b), *An intermittent star formation history in a "Normal" disk galaxy : the Milky Way*, ApJ, 531, L115
- Rowan-Robinson, M. (2001), *Models for the IR and sub-mm SED of normal, starburst, and active galaxies*, New Astronomy Reviews, 45, 631
- Sachs, R. K., Wolfe, A. M. (1967), *Perturbations of a cosmological model and angular variations of the microwave background*, ApJ, 147, 73
- Sadat, R., Blanchard, A. (2001), *New light on the baryon fraction in galaxy clusters*, A&A, 371, 19
- Salopek, D. S. (1999), *Generating non-gaussian adiabatic fluctuations from inflation*, in *COSMO-98. Second International Workshop on Particle Physics and the Early Universe*, edited by D. O. Caldwell, volume 478, 180, AIP Conference Proceedings, American Institute of Physics, Woodbury, NY
- Salzer, J. J., Hanson, M. M., Gavazzi, G. (1990), *The relative spatial distributions of high and low luminosity galaxies towards Coma*, ApJ, 353, 39
- Sandage, A. (1972), *The redshift-distance relation. II. The Hubble diagram and its scatter for first ranked cluster galaxies : a formal value for q_0 (S72)*, ApJ, 178, 1
- Sandage, A., Hardy, E. (1973), *The redshift-distance relation. VII. Absolute magnitudes of the first three ranked cluster galaxies as functions of cluster richness and Bautz-Morgan cluster type : the effect on q_0* , ApJ, 183, 743
- Saunders, W., Rowan-Robinson, M., Lawrence, A., Efstathiou, G., Kaiser, N., Ellis, R. S., Frenk, C. S. (1990), *The 60 micron and far-infrared luminosity functions of IRAS galaxies*, MNRAS, 242, 318
- Saunders, W., Sutherland, W. J., Maddox, S. J., Keeble, O., Rowan-Robinson, S. J. O. M., McMahon, R. G., Efstathiou, G. P., Tadros, H., White, S. D. M., Frenk, C. S., Carraminana, A., Hawkins, M. R. S. (2000), *The PSCz catalogue*, MNRAS, 317, 55

- Scalo, J. M. (1986), *The stellar initial mass function*, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 11, 1
- Schechter, P. (1976), *An analytic expression for the luminosity function for galaxies*, *ApJ*, 203, 297
- Scherrer, R. J. (1992), *Linear velocity fields in non-gaussian models for large-scale structure (S92)*, *ApJ*, 390, 330
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., Davis, M. (1998), *Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and Cosmic Microwave Background radiation foregrounds*, *ApJ*, 500, 525
- Seljak, U. (2000), *Analytic model for galaxy and dark matter clustering*, *MNRAS*, 318, 203
- Seljak, U., Zaldarriaga, M. (1996), *A line-of-sight integration approach to Cosmic Microwave Background anisotropies*, *ApJ*, 469, 437
- Seto, N. (2001), *Evolution of the power spectrum in non-gaussian models*, *ApJ*, 553, 488
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Dickinson, M., Giavalisco, M., Pettini, M. (2001), *The rest-frame optical properties of $z \sim 3$ galaxies (Sh01)*, *ApJ*, 562, 95
- Sheth, R. K., Mo, H. J., Tormen, G. (2001), *Ellipsoidal collapse and an improved model for the number and spatial distribution of dark matter haloes (SMT)*, *MNRAS*, 323, 1
- Silk, J. (1968), *Cosmic black-body radiation and galaxy formation*, *ApJ*, 151, 459
- Silk, J., Djorgovski, S., Wyse, R. F. G., Bruzual, A. G. (1998), *Self-regulated cooling flows in elliptical galaxies and in cluster cores - Is exclusively low mass star formation really necessary ?*, *ApJ*, 307, 415
- Simien, F., de Vaucouleurs, G. (1986), *Systematics of bulge-to-disk ratios*, *ApJ*, 302, 564
- Smoot, G. F., Bennett, C. L., Kogut, A., Wright, E. L., Aymon, J., Boggess, N. W., Cheng, E. S., et al. (1992), *Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps*, *ApJ*, 396L, 1
- Soifer, B. T., Rowan-Robinson, M., Houck, J. R., de Jong et al., T. (1984), *Infrared galaxies in the IRAS minisurvey*, *ApJL*, 278, L71
- Somerville, R. S., Kolatt, T. S. (1999), *How to plant a merger tree*, *MNRAS*, 305, 1
- Somerville, R. S., Lemson, G., Kolatt, T. S., Dekel, A. (2000), *Evaluating approximations for halo merging histories*, *MNRAS*, 316, 479
- Somerville, R. S., Primack, J. R. (1999), *Semi-analytic modelling of galaxy formation : the local universe (SP99)*, *MNRAS*, 310, 1087
- Somerville, R. S., Primack, J. R., Faber, S. M. (2001), *The nature of high-redshift galaxies (SPF)*, *MNRAS*, 320, 504
- Soneira, R. M., Peebles, P. J. E. (1977), *Is there evidence for a spatially homogeneous population of field galaxies ?*, *ApJ*, 211, 1
- Soucail, G., Mellier, Y., Fort, B., Mathez, G., Cailloux, M. (1988), *The giant arc in A 370 - Spectroscopic evidence for gravitational lensing from a source at $z = 0.724$* , *A&A*, 191, 19
- Springel, V., White, S. D. M., Tormen, G., Kauffmann, G. (2001a), *Populating a cluster of galaxies - I. Results at $z=0$ (S01)*, *MNRAS*, 328, 726
- Springel, V., Yoshida, N., White, S. D. M. (2001b), *GADGET : A code for collisionless and gasdynamical cosmological simulations*, *New Astronomy*, 6, 79

- Srianand, R. (1997), *Radiation-induced void in the spectrum of TOL 1038-2712*, ApJ, 478, 511
- Starobinsky, A. A. (1982), *The perturbation spectrum evolving from a nonsingular initially De-Sitter cosmology and the Microwave Background anisotropy*, Phys. Lett., 117B, 175
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., Pettini, M. (1999a), *Lyman-Break galaxies at $z > 4$ and the evolution of the ultraviolet luminosity density at high redshift* (St99), ApJ, 519, 1
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., Pettini, M., Kellogg, M. (1999b), *Galaxy clustering at $z \sim 3$* , in *Large-scale structure in the universe : a discussion*, edited by G. Efstathiou et al., volume 357 of *Philosophical transactions of the Royal Society. Mathematical, physical, and engineering sciences*, 153, Royal Society
- Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., Adelberger, K. L. (1996), *Spectroscopic confirmation of a population of normal star-forming galaxies at redshifts $z > 3$* , ApJL, 462, L17
- Stoehr, F., White, S. D. M., Tormen, G., Springel, V. (2002), *The Milky Way's satellite population in a Lambda CDM universe*, preprint, astro-ph/0203342
- Sugiyama, N. (1995), *Cosmic background anisotropies in cold dark matter cosmology*, ApJS, 100, 281
- Sutherland, R. S., Dopita, M. A. (1993), *Low-density astrophysical plasmas*, ApJS, 88, 253
- Sutherland, W. (1988), *The 3-D distribution of Abell clusters*, MNRAS, 234, 159
- Sutherland, W., Tadros, H., Efstathiou, G., Frenk, C. S., Keeble, O., Maddox, S., McMahon, R. G., Oliver, S., Rowan-Robinson, M., Saunders, W., White, S. D. M. (1999), *The power spectrum of the Point Source Catalogue redshift survey*, MNRAS, 308, 289
- Szomoru, A., van Gorkom, J. H., Gregg, M. D. (1996a), *An HI survey of the Boötes void. I. The data*, AJ, 111, 2141
- Szomoru, A., van Gorkom, J. H., Gregg, M. D., Strauss, M. A. (1996b), *An HI survey of the Boötes void. II. The analysis*, AJ, 111, 2150
- Thoul, A. A., Weinberg, D. H. (1996), *Hydrodynamic simulations of galaxy formation. II. Photoionization and the formation of low-mass galaxies*, ApJ, 465, 608
- Tormen, G., Bertschinger, E. (1996), *Adding long-wavelength modes to an N-body simulation*, ApJ, 472, 14
- Tóth, G., Ostriker, J. P. (1992), *Galactic disks, infall, and the global value of Omega*, ApJ, 389, 5
- Tully, R. B. (1988), *Nearby galaxies catalogue*, Cambridge : Cambridge University Press
- Tytler, D., Fan, X.-M., Burles, S. (1996), *Cosmological baryon density derived from the deuterium abundance at redshift $z = 3.57$* , Nature, 381, 207
- Uson, J. M., Boughn, S. P., Kuhn, J. R. (1991), *Diffuse light in dense clusters of galaxies. I - R-band observations of Abell 2029*, ApJ, 369, 46
- van de Weygaert, R., Bertschinger, E. (1996), *Peak and gravity constraints in gaussian primordial density fields : an application of the Hoffman-Ribak method*, MNRAS, 281, 84
- van den Bosch, F. C., Swaters, R. A. (2001), *Dwarf galaxies rotation curves and the core problem of dark matter halos*, MNRAS, 325, 1017

- van der Marel, R. P. (1999), *The black hole mass distribution in early-type galaxies : cusps in Hubble Space Telescope photometry interpreted through adiabatic black hole growth*, AJ, 117, 744
- van Kampen, E., Jimenez, R., Peacock, J. A. (1999), *Overmerging and M/L ratios in phenomenological galaxy formation models*, MNRAS, 310, 43
- van Waerbeke, L., Mellier, Y., Radovich, M., Bertin, E., Dantel-Fort, M., McCracken, H. J., Le Fèvre, O., Foucaud, S., Cuillandre, J.-C., Erben, T., Jain, B., Schneider, P., Bernardeau, F., Fort, B. (2001), *Cosmic shear statistics and cosmology*, A&A, 374, 757
- Verde, L. (2000), *Non-gaussianity vs. non-linearity of cosmological perturbations*, preprint, astro-ph/0004341
- Verde, L., Heavens, A. F. (2001), *On the trispectrum as a gaussian test for cosmology*, ApJ, 553, 14
- Verde, L., Jimenez, R., Kamionkowski, M., Matarrese, S. (2001), *Tests for primordial non-gaussianity*, MNRAS, 325, 412
- Vilenkin, A., Shellard, E. P. S. (1994), *Cosmic strings and other topological defects*, Cambridge University Press
- Vogeley, M. S., Geller, M. J., Park, C., Huchra, J. P. (1994), *Voids and constraints on non-linear clustering of galaxies*, AJ, 108, 745
- Walker, I. E., Mihos, J. C., Hernquist, L. (1996), *Quantifying the fragility of disks in minor mergers*, ApJ, 460, 121
- Wang, B., Heckman, T. M. (1996), *Internal absorption and the luminosity of disk galaxies*, ApJ, 457, 645
- Warren, M. S., Quinn, P. J., Salmon, J. K., Zurek, W. H. (1992), *Dark halos formed via dissipationless collapse. I - Shapes and alignment of angular momentum*, ApJ, 399, 405
- Wechsler, R. H., Somerville, R. S., Bullock, J. S., Kolatt, T. S., Primack, J. R., Blumenthal, G. R., Dekel, A. (2001), *Galaxy formation at $z \sim 3$: constraints from spatial clustering*, ApJ, 554, 85
- Weinberg, D. H. (1987), *The topology of large-scale structure. I - Topology and the random phase hypothesis*, ApJ, 321, 2
- Weinberg, D. H., Cole, S. (1992), *Non-Gaussian fluctuations and the statistics of galaxy clustering (W92)*, MNRAS, 259, 652
- Weinberg, D. H., Hernquist, L., Katz, N. (2000), *High redshift galaxies in cold dark matter models*, preprint, astro-ph/0005340
- White, M. (1999), *Higher order moments of the density field in a parametrized sequence of non-Gaussian theories (W99)*, MNRAS, 310, 511
- White, S. D. M. (1979a), *Further simulations of merging galaxies*, MNRAS, 189, 831
- White, S. D. M. (1979b), *The hierarchy of correlation functions and its relation to other measures of galaxy clustering*, MNRAS, 186, 145
- White, S. D. M. (1996), *Formation and evolution of galaxies*, in *Cosmology and Large Scale Structure*, Les Houches Summer School of Theoretical Physics, Session LX, NATO ASI
- White, S. D. M., Davis, M., Efstathiou, G., Frenk, C. S. (1987), *Galaxy distribution in a cold dark matter universe*, Nature, 330, 451

Bibliographie

- White, S. D. M., Frenk, C. S. (1991), *Galaxy formation through hierarchical clustering* (WF), ApJ, 379, 52
- White, S. D. M., Navarro, J., Evrard, A. E., Frenk, C. S. (1993), *The baryon content of galaxy clusters : a challenge to cosmological orthodoxy*, Nature, 366, 429
- White, S. D. M., Rees, M. J. (1978), *Core condensation in heavy halos – A two-stage theory for galaxy formation and clustering* (WR), MNRAS, 183, 341
- Willick, J. A. (2000), *Constraints on primordial non-gaussianity from the high-redshift cluster MS 1054-03*, ApJ, 530, 780
- Willmer, C. N. A., da Costa, L. N., Pellegrini, P. S. (1998), *Southern Sky Redshift Survey : clustering of local galaxies*, AJ, 115, 869
- Zaritsky, D., Kennicutt, R. C. J., Huchra, J. P. (1994), *H II regions and the abundance properties of spiral galaxies*, ApJ, 420, 87
- Zel'dovich, Y. B. (1970), *Gravitational instability : an approximate theory for large density perturbations*, A&A, 5, 84
- Zel'dovich, Y. B., Kobzarev, I. I., Okun, L. B. (1975), *Cosmological consequences of a spontaneous breakdown of a discrete symmetry*, ZhETF, 67, 3
- Zucca, E., Zamorani, G., Vettolani, G., Cappi, A., Merighi, R., Mignoli, M., Stirpe, G. M., MacGillivray, H., et al., C. C. (1997), *The ESO Slice Project (ESP) galaxy survey. II. The luminosity function and mean galaxy density*, A&A, 326, 477

Liste des tableaux

Première partie

| | | |
|-----|---|----|
| 2.1 | Paramètres cosmologiques des modèles Λ CDM, τ CDM et ICDM | 67 |
| 3.1 | Densité non-linéaire virialisée et densité linéaire critique pour les cosmologies Λ CDM, τ CDM et ICDM | 77 |

Deuxième partie

| | | |
|-----|---|-----|
| 1.1 | Paramètres numériques des simulations contraintes de matière noire, dans les cosmologies Λ CDM et τ CDM | 125 |
| 2.1 | Variations des masses stellaires, de gaz froid, et luminosités moyennes des galaxies centrales de halos de masse comparable à celui de la Voie Lactée, en fonction de la fraction de baryons f_{bar} | 136 |
| 2.2 | Etude similaire à celle de la table 2.1, mais en variant l'efficacité α de la formation stellaire | 138 |
| 2.3 | Etude similaire à celle de la table 2.1, mais en variant l'efficacité ϵ du recyclage du gaz froid par les SNe | 139 |
| 2.4 | Paramètres "définitifs" des modèles semi-analytiques et limites de résolution de luminosité et de morphologie | 143 |
| 2.5 | Masses stellaires et gazeuses, taux de formation stellaire du disque, couleurs et magnitudes pour les galaxies semblables à la Voie Lactée | 147 |
| 3.1 | Matière noire dans les amas proches | 167 |
| 3.2 | Magnitudes apparentes et couleurs des GPL de cinq amas sélectionnés | 170 |
| 3.3 | Rapports $\Upsilon = M/L$ de cinq amas sélectionnés | 173 |
| 4.1 | Nombre de galaxies dans les catalogues <i>PSCz</i> et <i>UZC</i> observés et simulés | 179 |
| 5.1 | Limites inférieures des intervalles utilisés pour définir les échantillons de halos et de galaxies | 206 |

| | | |
|-----|---|-----|
| 5.2 | Définitions (seuils de densité), luminosités maximales des galaxies, et nombre de galaxies des échantillons FLV_i et FLM_i | 214 |
| 6.1 | Nombre de candidats LBG des échantillons LBG ₁ choisis dans les simulations, et limites de résolution en luminosité aux redshifts correspondants | 232 |
| 6.2 | Quartiles des masses stellaires, du TFS, et magnitudes moyennes et minimales en bandes B et V pour les galaxies LBG ₁ choisies à $z = 5.2, 3, 2.4$ et 0.8 | 239 |
| 6.3 | Longueurs de corrélation et biais à $5 h^{-1}$ Mpc des échantillons LBG ₁ construits à $z = 5.2, 3, 2.4, 0.8$ et des galaxies au-delà de la limite de résolution en luminosité à $z = 0$ | 240 |
| 6.4 | Longueurs de corrélation des galaxies de LBG ₀ identifiées à $z = 2.4$, de leurs descendants, et des galaxies E/S0 et de la DM à $z = 0$ | 245 |
| 6.5 | Quartiles des masses stellaires, des masses des halos hôtes, et du TFS ; magnitudes minimales, maximales et moyennes en bandes B et V , et répartition morphologique pour les galaxies de LBG ₀ identifiées à $z = 2.4$ et leurs descendants à $z = 0$ | 246 |
| 6.6 | Quartiles des masses stellaires, des masses des halos hôtes, et du TFS pour les galaxies hôtes des QSO choisies à $z = 2.4$ et leurs descendants à $z = 0$ | 248 |
| 6.7 | Magnitudes minimales, maximales et moyennes en bandes B et V , et répartition morphologique pour les galaxies hôtes des QSO choisies à $z = 2.4$ et leurs descendants à $z = 0$ | 249 |
| 7.1 | Masses moyennes des composantes gazeuses et stellaires et luminosités moyennes des galaxies centrales de type Voie Lactée d'un sous-ensemble de halos de la simulation Λ CDM, pour les algorithmes SA "standard", avec "refroidissement dynamique", "évolution chimique" et "starburst" | 267 |

Troisième partie

| | | |
|-----|---|-----|
| 4.1 | Paramètres des simulations non collisionnelles du modèle Λ CDM | 312 |
| 4.2 | Ecarts-type (théoriques et mesurés) des vitesses propres 3D de la DM dans la simulation S_1 Λ CDM, pour une série de longueurs de lissage | 321 |
| 5.1 | Ecarts-type σ_v des vitesses propres 3D à $z = 0$ des amas de la simulation S_1 Λ CDM et d'une simulation Λ CDM | 334 |

Table des figures

Première partie

| | | |
|-----|--|-----|
| 1.1 | Représentation schématique du problème de l'horizon cosmologique | 46 |
| 2.1 | Exemples de fonctions de corrélation observées et simulées | 63 |
| 2.2 | Comparaison entre les fonctions de transfert adiabatique et isocourbures CDM $T^2(k)$ et les spectres de puissance résultants | 68 |
| 3.1 | Exemples de profils analytiques de halos de matière noire | 79 |
| 3.2 | Comparaison de la fonction de masse Λ CDM simulée aux prédictions analytiques | 81 |
| 4.1 | Taux $\Lambda(T)$ de refroidissement du gaz en équilibre d'ionisation collisionnel de Su- therland & Dopita (1993) | 99 |
| 4.2 | Evolution temporelle de la luminosité dans les bandes B , V , I et K dans les modèles photométriques | 101 |
| 4.3 | Représentation schématique du cycle des baryons dans le modèle avec rétention et avec éjection | 103 |
| 4.4 | Comparaison du taux de formation stellaire quiescent pour 3 exemples de galaxies, dans les prescriptions de rétention et d'éjection | 105 |
| 4.5 | Schéma récapitulatif des processus modélisés par l'algorithme semi-analytique . . | 110 |

Deuxième partie

| | | |
|-----|---|-----|
| 1.1 | Variation de l'écart-type des fluctuations de la distribution des galaxies <i>IRAS</i> dans $cz \leq 8000 \text{ km s}^{-1}$ en fonction du rayon de lissage | 122 |
| 1.2 | Variation du coefficient de corrélation entre les champs de densité <i>IRAS</i> , <i>PSCz</i> et les conditions initiales de la simulation Λ CDM extrapolées à $z = 0$ | 123 |
| 1.3 | La distribution de matière noire à $z = 0$ dans une tranche extraite des simulations Λ CDM et τ CDM et contenant le plan supergalactique | 127 |
| 1.4 | Fonctions de masse des halos des simulations contraintes | 128 |
| 1.5 | Fonctions de corrélation de la matière noire des simulations contraintes comparées aux simulations <i>GIF</i> non contraintes | 128 |

| | | |
|------|--|-----|
| 2.1 | Relations de Tully-Fisher pour les galaxies centrales Sb/Sc des halos avec une vitesse circulaire du disque entre 100 et 300 km s ⁻¹ en fonction de la fraction de baryons f_{bar} | 135 |
| 2.2 | Influence du paramètre α (efficacité de formation stellaire) sur les relations de TF | 137 |
| 2.3 | Influence du paramètre ϵ (efficacité de recyclage par les SNe) sur les relations de TF | 140 |
| 2.4 | Relations de TF pour les paramètres définitifs des modèles | 144 |
| 2.5 | Fonctions de luminosité globales en bande b_j pour les deux cosmologies des simulations contraintes | 146 |
| 2.6 | Fonctions de luminosité globales en bande B | 147 |
| 2.7 | Répartition des morphologies pour les galaxies plus brillantes qu'une magnitude limite M_B donnée | 149 |
| 2.8 | Distribution des couleurs des galaxies selon l'indice $B - V$ dans les simulations contraintes | 150 |
| 2.9 | Distribution des galaxies à $z = 0$ dans une tranche extraite des simulations Λ CDM et τ CDM, et contenant le plan supergalactique | 151 |
| 2.10 | Distribution des galaxies actives en termes de formation stellaire à $z = 0$, dans la même tranche que précédemment | 152 |
| 2.11 | Distribution des galaxies elliptiques et S0 à $z = 0$, dans la même tranche que précédemment | 153 |
| 2.12 | Contours d'isodensité des galaxies plus brillantes que les limites de résolution, après filtrage sur $5 h^{-1}$ Mpc | 154 |
| 2.13 | Même Figure que 2.12, mais pour une longueur de lissage de $10 h^{-1}$ Mpc | 155 |
| 2.14 | Fonction de luminosité moyennes en bande B des galaxies des amas obtenues avec les 30 amas les plus massifs de chaque simulation | 156 |
| 2.15 | Profils radiaux cumulatifs, moyennés sur 30 amas, des densités de DM, du nombre de galaxies, de la luminosité en bande B et de la masse stellaire | 158 |
| 2.16 | Ségrégation morphologique cumulative radiale des galaxies dans les amas les plus massifs | 159 |
| 2.17 | Fonctions de luminosité globales en bande K des deux simulations | 160 |
| 2.18 | Fonction de luminosité moyenne en bande K des galaxies des 30 amas les plus massifs de chaque simulation | 160 |
| 2.19 | Distribution comparée aux observations des couleurs (indice $b_j - K$) des galaxies sélectionnées dans des intervalles de magnitude b_j | 162 |
| 3.1 | Distribution de DM à $z = 0$ autour de l'amas Λ CDM Virgo extrait de la simulation contrainte, à deux échelles différentes | 167 |
| 3.2 | Distribution des galaxies à $z = 0$ autour de l'amas Λ CDM Virgo extrait de la simulation contrainte, à deux échelles différentes | 169 |
| 3.3 | Comparaison des magnitudes apparentes m_V des 10 galaxies les plus brillantes et des couleurs $V - K$ des 15 premières E/S0 des amas de Coma et de Virgo simulés par rapport aux observations | 172 |
| 3.4 | Répartition morphologique radiale (différentielle) des galaxies plus brillantes que la résolution de morphologie, en fonction de la distance projetée à la galaxie centrale | 175 |
| 3.5 | Même Figure que 3.4, mais en définissant différemment les morphologies des simulations | 175 |

| | | |
|------|--|-----|
| 4.1 | Projection d'Aitoff (coordonnées FK4) des galaxies des surveys <i>PSCz</i> et <i>UZC</i> observés et des galaxies des catalogues artificiels correspondants | 180 |
| 4.2 | Comparaison des champs de surdensité des galaxies optiques, des galaxies IRL, et de la masse de DM, pour les deux cosmologies successivement | 184 |
| 4.3 | Comparaison entre les deux cosmologies Λ CDM et τ CDM des champs de surdensité de la masse de DM, des galaxies optiques et des galaxies IRL | 186 |
| 4.4 | Projections de la position des points de la grille \mathcal{G}_2 correspondant aux surdensités amplifiées par l'évaluation dans l'espace des redshifts | 187 |
| 4.5 | Comparaison entre les champs de densité des galaxies <i>PSCz</i> simulées et observées | 188 |
| 4.6 | Fonctions d'autocorrélation pour la matière noire et pour les galaxies plus brillantes que la limite de résolution en <i>B</i> | 189 |
| 4.7 | Fonctions de corrélation croisées et autocorrélations pour les catalogues <i>PSCz</i> simulés et observés et pour les "catalogues de masse" correspondants | 191 |
| 4.8 | Fonctions de corrélation croisées et autocorrélations pour les catalogues <i>UZC</i> simulés et observés et pour les "catalogues de masse" correspondants | 193 |
| | | |
| 5.1 | Distribution à $z = 0$ des galaxies plus brillantes que la limite de résolution de luminosité et des halos de DM plus massifs que 10 particules dans une région vide extraite de la simulation Λ CDM | 201 |
| 5.2 | Figure analogue à 3.2, mais avec une échelle de couleurs différente | 202 |
| 5.3 | Distribution des galaxies "standard" sur le plan SG | 204 |
| 5.4 | Fractions cumulatives des échantillons test de halos et de galaxies, en fonction de l'environnement de densité de DM, lissée sur $5 h^{-1}$ Mpc | 211 |
| 5.5 | Fonctions de luminosité en bande <i>B</i> pour les 5 échantillons FLV_i et FLM_i , respectivement choisis pour couvrir chacun 20% du volume et 20% de la masse de la simulation | 215 |
| 5.6 | Fonctions de corrélation dans l'espace "réel" pour les échantillons extrêmes des populations simulées hypothétiques des vides | 217 |
| 5.7 | Statistiques du plus proche voisin (distributions cumulatives des quantités D_{to} et D_{oo}) pour toutes les populations test de halos et de galaxies | 221 |
| 5.8 | Statistiques du plus proche voisin pour les échantillons extrêmes et effets d'une redistribution homogène partielle de la population | 222 |
| 5.9 | Statistiques du plus proche voisin D_{to} et D_{oo} pour toutes les populations test de halos et de galaxies, avec une population de référence plus dense | 223 |
| 5.10 | Même Figure que 5.8 mais avec une population de référence plus dense | 224 |
| | | |
| 6.1 | Evolution de la distribution de DM dans une tranche extraite de la simulation Λ CDM | 229 |
| 6.2 | Evolution de la distribution de DM dans une tranche extraite de la simulation τ CDM | 230 |
| 6.3 | Fonctions de luminosité globales en bande <i>V</i> à $z = 5.2$ | 235 |
| 6.4 | Fonctions de luminosité globales en bande <i>V</i> à $z = 3$ | 236 |
| 6.5 | Fonctions de luminosité globales en bande <i>V</i> à $z = 2.4$ | 236 |
| 6.6 | Effet de la contamination sur les FL globales en bande <i>V</i> à $z = 5.2$ et $z = 2.4$ | 237 |
| 6.7 | Distribution des LBG des simulations à $z = 5.2$ dans une tranche contenant le plan SG | 241 |
| 6.8 | Mêmes images que la Fig 6.7, mais en sélectionnant les LBG à $z = 2.4$ | 242 |

Table des figures

| | | |
|------|--|-----|
| 6.9 | Mêmes images que la Fig 6.7, mais en sélectionnant les LBG à $z = 0.8$ | 242 |
| 6.10 | Fonctions de corrélation des échantillons LBG ₁ sélectionnés à $z = 5.2, 3, 2.4$ et 0.8 comparées à celles de l'ensemble des galaxies et de la DM à $z=0$ | 243 |
| 6.11 | Distribution à $z = 0$ des descendants des galaxies de l'échantillon LBG ₀ des simulations sélectionné à $z = 2.4$ dans une tranche contenant le plan SG | 245 |
| 6.12 | Fonctions de corrélation des galaxies de LBG ₀ sélectionnées à $z = 2.4$ et de leurs descendants à $z = 0$ | 246 |
| 6.13 | Distribution des galaxies hôtes des QSO sélectionnées à $z = 2.4$ dans une tranche contenant le plan SG | 250 |
| 6.14 | Distribution à $z = 0$, dans une tranche contenant le plan SG, des descendants des galaxies hôtes des QSO sélectionnées à $z = 2.4$ | 250 |
| 6.15 | Fonctions de corrélation des galaxies hôtes de QSO à $z = 2.4$ et de leurs descendants à $z = 0$ | 251 |
| 6.16 | Evolution de la densité comobile du taux de fusion des galaxies satellites avec les galaxies centrales dans les simulations | 252 |
| 6.17 | Histoire du TFS total, du TFS des bulbes et du TFS des disques sélectionnés à $z = 0$, pour les deux cosmologies | 255 |
| 6.18 | Figure similaire à 6.18, avec les TFS exprimés en fonction de l'âge de l'univers | 255 |
| 6.19 | Même Fig. que 6.17 avec une échelle logarithmique en ordonnée, et deux séries d'observations | 256 |
| 6.20 | Exemple d'histoire de la formation stellaire pour la galaxie centrale d'un halo d'un amas massif et d'un halo de taille similaire à celui de la Voie Lactée | 258 |
| 6.21 | Exemple d'histoire de la formation stellaire pour deux galaxies satellites choisies à $z = 0$ dans l'amas de galaxies précédent | 259 |
| 6.22 | Exemple d'histoire de la formation stellaire pour une galaxie satellite à $z = 0$ (de taille légèrement inférieure à celle du Petit Nuage de Magellan) d'un halo de masse similaire à celui de la Voie Lactée | 260 |
| 7.1 | Comparaison des relations de TF du modèle de refroidissement dynamique du gaz pour un sous-ensemble de galaxies de la simulation Λ CDM, et deux fractions de baryons | 266 |
| 7.2 | Diagramme de modélisation possible (selon Cole et al. 2000) de l'évolution chimique des galaxies dans un modèle semi-analytique | 269 |
| 7.3 | Relations de TF pour 2 ensembles de paramètres du modèle incluant l'évolution chimique selon Cole et al. (2000), pour un sous-ensemble de galaxies de la simulation Λ CDM | 270 |
| 7.4 | Distribution de la métallicité stellaire, du gaz chaud des galaxies elliptiques, et de la métallicité du gaz froid des spirales pour les galaxies centrales d'un sous-ensemble de halos de la simulation Λ CDM | 270 |
| 7.5 | Relations de TF pour l'algorithme standard et le modèle détaillé de starburst, pour un sous-ensemble de galaxies de la simulation Λ CDM | 272 |

Troisième partie

| | | |
|-----|---|-----|
| 1.1 | Spectre théorique des anisotropies du CMB du modèle Λ CDM pour trois fractions de baryons | 288 |
|-----|---|-----|

| | | |
|------|--|-----|
| 2.1 | Comparaison des fonctions de masse analytiques des halos de DM pour les modèles ICDM non-gaussien et Λ CDM gaussien | 296 |
| 2.2 | Variation de la longueur de corrélation des halos de DM avec leur séparation moyenne, dans un même modèle cosmologique ne différant que par la DP des fluctuations primordiales | 298 |
| 3.1 | Comparaison des densités de probabilité du champ non-gaussien χ_1^2 lissé, entre un schéma où la transformation non-linéaire est effectuée avant le filtrage, et le schéma inverse | 302 |
| 3.2 | Agrandissement de la zone à forte surdensité $\delta/\sigma > 1.5$ de la Fig. 3.1 | 303 |
| 3.3 | Comparaison des densités de probabilité du champ non-gaussien χ_1^2 , lissé avec des fenêtres “top hat” pour une série de longueurs de filtrage | 305 |
| 3.4 | Variations des troisième et quatrième moments réduits D_3 et D_4 pour le champ non-gaussien χ_1^2 en fonction de la longueur de lissage, pour une série d’indices spectraux n_p . Le champ a d’abord été lissé puis multiplié | 306 |
| 3.5 | Même Figure que 3.4, mais le champ initial gaussien a d’abord été multiplié puis lissé | 307 |
| 3.6 | Normalisation des paramètres libres (n_p, σ_8) du modèle ICDM simulé sous les contraintes <i>COBE</i> à $l \sim 10$ et d’abondance des amas à $z = 0$ | 310 |
| 4.1 | Distribution de matière noire à $z = 0$ dans une tranche d’épaisseur $15 h^{-1}$ Mpc extraite de la simulation non gaussienne S_2 du modèle ICDM, comparée à la simulation <i>GIF</i> Λ CDM | 313 |
| 4.2 | Spectres de puissance de la distribution de DM dans les simulations non-gaussiennes S_1 et S_2 à $z = 50$ et $z = 0$, comparés aux données <i>PSCz</i> | 315 |
| 4.3 | Fonctions de corrélation de la distribution de DM à $z = 0$ dans les simulations non-gaussiennes du modèle ICDM, comparées au cas gaussien Λ CDM. | 316 |
| 4.4 | Variation de la DP à $z = 0$ de la surdensité de DM dans les simulations S_1 et S_2 du modèle ICDM, obtenues en lissant le champ de densité sur une série de longueurs de filtrage, et comparaison de la DP de surdensité à $z = 0$ pour $R_{\text{filt}} = 8 h^{-1}$ Mpc entre les cas non-gaussien et gaussien | 318 |
| 4.5 | Variation de la DP à $z = 0$ de vitesse propre 1D de DM du module de la vitesse propre dans la simulation S_1 du modèle ICDM, obtenue en lissant le champ de densité sur une série de longueurs de filtrage | 322 |
| 4.6 | Profils radiaux de densité des trois halos les plus massifs extraits de la simulation S_2 du modèle ICDM, comparés à un halo extrait d’une simulation gaussienne | 323 |
| 4.7 | Vérification des fonctions de masse des halos de DM à $z = 0$ dans les simulations ICDM S_1 et S_2 , et comparaison à la prédiction théorique | 324 |
| 4.8 | Comparaison des fonctions de masse totale et virielle des halos de DM extraits de la simulation S_2 du modèle ICDM aux prédictions de RB00, pour une série de redshifts | 325 |
| 4.9 | Estimation de l’influence des modes à grande échelle non représentés dans S_2 : DP du nombre de halos de faible masse dans 64 sous-ensembles de la simulation S_1 , en fonction de la masse des halos | 328 |
| 4.10 | Même étude que sur la Fig. 4.9 mais pour deux simulations gaussiennes du modèle Λ CDM. | 329 |

| | | |
|-----|---|-----|
| 5.1 | Comparaison aux prédictions théoriques des DP des modules des vitesses propres 3D à $z = 0$ des amas de galaxies dans les modèles Λ CDM (simulation de $600 h^{-1}$ Mpc) et Λ CDM | 336 |
| 5.2 | Mêmes tracés que sur la Figure 5.1, mais pour des halos plus massifs | 337 |
| 5.3 | Agrandissement de la région avec $v_{3D} > 500 \text{ km s}^{-1}$ dans les DP précédentes | 338 |
| 5.4 | Distributions cumulatives des halos en fonction de leur vitesse propre 1D, pour les cosmologies Λ CDM, Λ CDM, et pour les observations | 339 |
| 5.5 | Longueurs de corrélation des amas de la simulation S_1 Λ CDM et d'une simulation Λ CDM de $480 h^{-1}$ Mpc comparées aux prédictions analytiques et aux observations | 341 |

NUMERICAL SIMULATIONS OF GAUSSIAN AND NON-GAUSSIAN MODELS
FOR GALAXY FORMATION

SUMMARY :

I first model galaxy formation under the standard paradigm using *constrained* numerical simulations of the evolution of dark matter. I then falsify a competing scenario originally designed to favour an early epoch for galaxy formation. I analyze two large simulations of Cold Dark Matter cosmologies (Λ CDM and τ CDM) with gaussian initial density fluctuations. The simulations mimic the Local Universe out to $cz=8000$ km/s. The galaxy populations are normalized with the local Tully-Fisher relation and the B-band luminosity function. Nearby massive clusters are reproduced in position and mass and some features of their brightest objects match the real cluster populations reasonably well. I then compare on larger scales the simulated distribution of galaxies to the *PSCz* and *UZC* catalogues : there is significant cross-correlation, proving the success of the whole set of numerical techniques, from the construction of the initial high-redshift density field to the semi-analytical model describing galaxy formation. Moreover, down to their luminosity resolution limit, the simulations show large *voids* which are completely bereft of DM halos or of any type of galaxies, in agreement with observations. At high redshift, the $z=3$ luminosity function is fainter than the data, but the models are still able to give qualitative insight into the properties and the spatial distribution of Lyman-Break galaxies, of QSO hosts, and of their descendants. As an alternative to the gaussian paradigm, I then consider the Isocurvature Cold Dark Matter (ICDM) model proposed by Peebles, where the initial DM density fluctuations are strongly positively skewed. I carry out two large simulations and verify simple $z=0$ analytical predictions. I find that the correlation lengths of massive clusters and the shape of the distribution of their peculiar velocities can falsify the model against the data. The ICDM model is also ruled out by recent measurements of the CMB anisotropies.

KEYWORDS :

| | |
|------------------------------------|-----------------------------------|
| cosmology : N body simulations | cosmology : statistics |
| cosmology : theory | cosmology : large scale structure |
| galaxies : formation and evolution | galaxies : clusters |