

Caractéristiques X des amas de galaxies distants et application à la contrainte des paramètres cosmologiques.

Sébastien Vauclair

▶ **To cite this version:**

Sébastien Vauclair. Caractéristiques X des amas de galaxies distants et application à la contrainte des paramètres cosmologiques.. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2004. Français. NNT : . tel-00138282

HAL Id: tel-00138282
https://theses.hal.science/tel-00138282

Submitted on 25 Mar 2007

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.

UNIVERSITE TOULOUSE III
-PAUL SABATIER-

U.F.R. PHYSIQUE CHIMIE AUTOMATIQUE

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES DE L'UNIVERS
Formation Doctorale Astrophysique

–o0o–

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Toulouse III

Discipline: Astrophysique – Cosmologie

Présentée et soutenue
par

Sébastien Vauclair

Caractéristiques X des amas de galaxies distants et application à la contrainte des paramètres cosmologiques.

Soutenue le: 24 septembre 2004 à 11h

Composition du jury:

Pr. Peter Von-Ballmoos	:	Président
Pr. Alain Blanchard	:	Directeur de Thèse
Pr. Jim Bartlett	:	Examinateur
Dr. Florence Durret	:	Rapporteur
Dr. Martin Giard	:	Examinateur
Pr. Joseph Silk	:	Rapporteur







Laboratoire d' Astrophysique Observatoire Midi-Pyrénées 14 Av. Edouard Belin , 31400 Toulouse Cedex 4

"La science ne peut pas résoudre l'ultime mystère de la nature. Et cela parce qu'en dernière analyse, nous faisons nous-mêmes partie du mystère que nous essayons de résoudre"

Max Planck

A mes parents, Céline, Fabrice et Mélanie...

Au terme de ces trois années passées au sein de l'équipe cosmologie du Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire Midi-Pyrénées, je tiens à remercier vivement les personnes qui m'ont encadré et aidé, tout d'abord mon directeur de thèse : Alain Blanchard qui, malgré ses nombreuses responsabilités, a su se rendre disponible, et qui, grâce à ses précieux conseils, m'a guidé durant cette période ; je remercie également Rachida et les autres membres de l'équipe (Philippe, Marian...). Un salut particulièrement chaleureux aux "seniors" de l'équipe qui m'ont connu bien avant le début de ma thèse... Je remercie également Jim Bartlett pour ses courtes mais très utiles discussions et pour avoir conduit à l'aboutissement du travail entrepris par le groupe auquel j'ai collaboré.

J'adresse également mes remerciements sincères aux membres du jury qui ont jugé ce manuscrit, les rapporteurs Florence Durret et Joe Silk, le président Peter Von Ballmoos, les examinateurs Jim Bartlett et Martin Giard ainsi qu'Alain Blanchard.

Je remercie toute l'équipe du Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse, sa direction et toute l'équipe de l'Ecole Doctorale des Sciences de l'Univers pour m'avoir accueilli et offert une allocation de recherche : Henri Rème, Dominique Le Queau et Marie-Claude Cathala.

Je remercie également le personnel de l'Observatoire de Strasbourg, où j'ai effectué une partie de mes études jusqu'au DEA : Jean Heyvaerts, Agnès Acker, Daniel Egret, Jean Marie Hameury, James Marcout et les autres.

C'est avec grand plaisir que je m'adresse maintenant aux étudiants, Post-Docs, contractuels et autres "précaires" qui ont partagé et animé ces années avec un salut particulier à Marceau (et Nini) qui a partagé notre bureau et marqué nos esprits et nos coeurs, et aussi Loic, les deux Seb, Mika, Patrick, Philippe, Vicky, Davide : que les autres me pardonnent car la liste pourrait être bien plus longue.

Notre troisième "collègue" de bureau mérite un paragraphe à elle toute seule puiqu'il s'agit de Céline avec qui j'ai agréablement partagé ces années, au travail et à l'extérieur, jusqu'à se lancer ensemble dans de nouvelles aventures...

A l'aube de ces nouvelles aventures j'adresse mes remerciements chaleureux à toutes les presonnes qui nous font confiance à différents titres, tout d'abord mes parents et ma famille : Gérard, Sylvie et Fabrice, et aussi désormais Céline, Mélanie, Odile et Michel, Nico et Camille, Benoit, Albert et Ginou et beaucoup d'autres... Ensuite les personnes qui nous ont permis de mener à bien les projets en cours : je crains que la liste ne soit réellement trop longue et je préfère penser très fort à eux et laisser un peu de place pour le manuscrit scientifique.

Un grand merci a tous pour m'avoir permis et me permettre encore de réaliser une bonne partie de mes rèves, ce qui laisse la place à de nombreux autres...

0.1 Résumé de la thèse

L'observation des amas de galaxies dans le domaine des rayons X permet, d'une part, de les étudier individuellement grâce à la capacité de spectro-imagerie haute-précision des instruments de dernière génération tels qu'XMM-Newton et Chandra, d'autre part, de les détecter jusqu'à de très grandes distances, ce qui permet de tester les phénomènes d'évolution. Ces objets ont un intérêt cosmologique particulier puisqu'ils sont les plus massifs de l'Univers et qu'ils se sont formés relativement tardivement par l'effondrement des zones denses sous l'effet de leur propre gravité. Le scénario de formation des grandes structures dans l'Univers est relié au phénomène d'accrétion de la matière sous l'effet de la gravité, qui dépend principalement du paramètre de densité de matière de l'univers. L'étude statistique de la population des amas de galaxies à différentes époques permet donc d'apporter des contraintes fortes sur les paramètres cosmologiques, indépendamment des autres méthodes : en ce sens l'évolution de la population des amas de galaxies est un excellent "outil cosmologique". Cette thèse présente différentes applications de ce test cosmologique, une étude détaillée des relations nécessaires à la modélisation de la formation des amas et les incertitudes qui y sont liées. En particulier, ma participation à un large programme d'observation d'amas distants avec le satellite XMM-Newton de l'ESA m'a permis une étude approfondie de la relation entre la luminosité et la température des amas à grand décalage spectral.

Enfin, étant donné l'enjeu lié à la détermination des paramètres cosmologiques et de la densité d'"énergie sombre" en particulier, une comparaison des résultats obtenus avec d'autres travaux est proposée et les subtilités intrinsèques à l'application de ce test sont analysées.

Le dernier chapitre de cette thèse aborde brièvement le travail mené ces trois dernières années sur un plan moins scientifique, en terme de gestion de projet, et présente les activités annexes que j'ai effectuées : enseignement, communication, animation...

0.2 Abstract

X-ray observations of clusters of galaxies allow two kinds of studies : first they can be individually analysed as cosmological objects, thanks to the capacity of spectro-imagery of XMM-Newton and Chandra telescopes, second they can be used to study the composition and the evolution of the Universe as a whole. These objects present a real cosmological interest as they are the biggest and the most massive cosmological objects, lately formed through the gravitational collapse of dense regions.

The growth of the large scale structures of the Universe is described by an accretion scenario wich strongly depends on the composition and density of its matter. The statistical study of the evolution of a representative sample of the cluster population at various epochs allows to constraint directly and strongly the cosmological parameters. A detailed study of the relations used to model the cluster number density is also presented as well as a detailed study of the uncertainties. In particular, my implication in a large program based on XMM-Newton observations of distant X-ray clusters allowed me to study in great details the luminosity-temperature relation of X-ray clusters and to measure its evolution with redshift.

The quest of precision in contraining the cosmological parameters and the amazing consensus raised in favor of the "dark energy" detection made this subject very exciting and a comparaison with other works is also presented.

The last chapter of this thesis introduces another look on this work and my activities in teaching and scientific communication are presented.

Table des matières

0.1 Résumé de la thèse 11
0.2 Abstract 11

Introduction **1**

1 Contexte cosmologique **5**
1.1 Cosmologie 5
1.1.1 Principe Cosmologique 6
1.1.2 Description globale de l'Univers : des équations d'Einstein aux équations de Friedmann 6
1.1.3 Univers en expansion : décalage vers le rouge et constante de Hubble 9
1.1.4 Paramètres cosmologiques et modèles d'Univers 11
1.2 Evolution des fluctuations de densité, formation hiérarchique des structures et auto-similarité 17
1.2.1 Evolution linéaire des perturbations, mode de Jeans 17
1.2.2 Amortissement de la croissance des perturbations 20
1.2.3 Champ de densité, spectre de puissance 21
1.2.4 Evolution du champ de densité 22
1.2.5 Effondrement sphérique 24
1.2.6 Comptage d'objets et formalisme de Press & Schechter . . . 26
1.2.7 Autres fonctions de masse 27
1.2.8 Relations d'auto-similarité des amas 27
1.3 Les moyens actuels de sonder l'Univers 29
1.3.1 Le fond diffus cosmologique : "FDC" 29
1.3.2 Les supernovae de type Ia lointaines 31
1.3.3 L'effet de lentille gravitationnelle 32
1.3.4 Evolution de la population des amas de galaxies 32
1.3.5 Evolution de la fraction de baryons dans les amas 33

2 Les amas de galaxies : propriétés et observations **36**

2.1 Les amas de galaxies dans le domaine optique 36
2.1.1 Mesure de masse et matière noire 37
2.1.2 Rapport M/L et Ω_M 37
2.1.3 Mesure de masse par effet de lentille gravitationnelle 38
2.2 Les amas en radio : l'effet Sunyaev-Zel'dovich 40
2.3 Les amas de galaxies dans le domaine des rayons X : observables et relations d'auto-similarité 43
2.3.1 Emission X 44
2.3.2 Relations d'échelles 45
2.4 Etude de la population locale 49
2.4.1 Estimation de la fonction de Luminosité X locale : XLF 51
2.4.2 Estimation de la fonction de Température locale observée : TDF 54
2.4.3 Relation luminosité-température $L-T$ observée localement . 57
2.4.4 Autre méthode de mesure de $L-T$ 57
2.4.5 Effet de la dispersion sur la relation $L-T$ 58

3 XMM-Newton : instruments et données **62**
3.1 L'astronomie X 62
3.2 XMM-Newton : le satellite X, UV et optique de l'ESA 63
3.2.1 Motivations scientifiques 64
3.2.2 Un peu de technique... 64
3.2.3 Autres Missions 68
3.3 Les données du projet "XMM-Newton Ω" 69
3.3.1 Présentation de la collaboration 69
3.3.2 Les données 69
3.3.3 Réduction des données brutes 71
3.3.4 Obtention des images et brillance de surface 74
3.3.5 Extraction spectrale et luminosité bolométrique 74
3.4 Résultats 78
3.4.1 Amas individuels 78
3.4.2 Evolution de la relation $L-T$ avec le redshift 83
3.4.3 Effet des "cooling Flows" 86
3.4.4 Mesure de la fraction baryonique dans les amas 87

4 Les amas de galaxies à grand décalage spectral **90**
4.1 Echantillons "flux limité" d'amas X 91
4.2 Echantillons utilisés dans la suite de l'étude 92
4.2.1 EMSS : le "Extended Medium Sensitivity Survey" 93

4.2.2 RDCS : le "ROSAT Deep Cluster Survey" 94
4.2.3 SHARC : le "Serendipitous High-Redshift Archival ROSAT Cluster Survey" 95
4.2.4 160deg^2 : le "160 degrés carrés" 96
4.2.5 MACS : le "MAssive Cluster Survey" 96
4.2.6 NEP : le "ROSAT North Ecliptic Pole Survey" 97
4.2.7 WARPS : le "Wide Angle ROSAT Pointed Survey" 99
4.3 Fonction de luminosité à grand décalage spectral 99
4.4 Fonction de température observée à grand décalage spectral 101

5 Modélisation et contraintes cosmologiques **104**
5.1 Evolution de la fonction de masse : test cosmologique 105
5.2 Modélisation de l'abondance des amas : fonction de température . . . 108
5.2.1 Normalisation de l'abondance des amas avec les données locales 109
5.2.2 Evolution de la fonction de température et valeur de Ω_M . . . 112
5.2.3 Comptages d'amas 118
5.3 Différents effets systématiques du problème, influence sur les comptages et sur les paramètres cosmologiques 122
5.3.1 Choix de la fonction de masse 122
5.3.2 Effet du choix de la normalisation de M-T sur les comptages 124
5.3.3 Effet de la dispersion sur la relation $M-T$ 124
5.3.4 Choix de la relation $L-T$ locale 124
5.3.5 Evolution de la relation $L-T$ 125
5.3.6 Effet de la dispersion et de l'incertitude sur la relation $L-T$ 126
5.3.7 Effet d'une incertitude sur la fonction de sélection des échantillons 126
5.3.8 Comptages avec coupure en température 127
5.3.9 Conclusions, discussions 127
5.3.10 Utilisation d'une relation $M-T$ non-standard 131
5.4 Analyse statistique de la distribution en redshift des amas 132
5.4.1 Maximum de vraisemblance 134
5.4.2 Test de la méthode sur des échantillons simulés 135
5.4.3 Application aux catalogues observés : Contraintes cosmologiques 137
5.4.4 Analyse combinée 138
5.4.5 Analyse statistique incluant la normalisation de $M-T$ dépendante de la cosmologie 141
5.5 Comparaison à d'autres travaux 144
5.5.1 Effet d'une analyse sans normalisation locale 145

5.5.2 Cas des études où le spectre de puissance est forcé au cas CDM standard . . . 146
5.6 Test d'évolution de la fraction de baryons dans les amas . . . 148
5.7 Comptages SZ . . . 152
5.8 Discussion . . . 153

Conclusions et perspectives **158**

6 En marge de la science... Un nouveau chapitre de thèse **161**
6.1 Présentation de la thèse . . . 161
6.2 Ressources humaines et financières . . . 162
6.3 Gestion du projet . . . 163
6.4 Compétences et domaines d'expertise . . . 163
6.4.1 Général . . . 163
6.4.2 Scientifique . . . 164
6.4.3 Enseignement . . . 164
6.4.4 Communication . . . 164
6.4.5 Social . . . 165
6.4.6 Diffusion des connaissances et activités de formation . . . 165
6.5 Retombées du projet . . . 165
6.6 Conclusion-Principaux enseignements . . . 166

Annexes **167**

A Détail des équations... **167**
A.1 Expression générale du facteur de croissance des instabilité gravitationnelles (adapté de Lahav & Suto (2003) [120]) . . . 167
A.2 Détails des formules utilisées dans les modélisations (adapté de Henry (2000, 2004) [97] [98]) . . . 168
A.2.1 Cas d'univers "critique" : $\Omega_M = 1$ . . . 168
A.2.2 Cas d'univers "ouvert" : $\Omega_M < 1$, $\Omega_\Lambda = 0$ . . . 168
A.2.3 Cas d'univers "plat" : $\Omega_M < 1$, $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_M$ . . . 169
A.2.4 Cas général . . . 169

B Cas particuliers de l'échantillon local **171**
B.1 Cas particuliers dans l'études de l'échantillon d'amas locaux . . . 171

C Publications **173**
Revues à comité de lecture . . . 173
Comptes-rendus de colloques . . . 173

Communiqués de presse 174
Articles de presse 174

Liste des figures **180**

Bibliographie **192**

Introduction

Parmi la vaste faune des objets astrophysiques, les amas de galaxies sont les objets les plus massifs de l'Univers et, à ce titre, ils constituent une population très intéressante à étudier pour améliorer notre connaissance de l'Univers dans son ensemble et de sa formation. Dans le cadre de la formation hiérarchique des structures, ils permettent de retracer l'évolution des halos de matière noire issus des surdensités qui existaient lors du découplage rayonnement-matière et dont on observe aujourd'hui l'empreinte dans le rayonnement de fond cosmologique. Cette évolution est fortement dépendante de l'environnement dans lequel elle s'effectue, son étude permet en particulier de contraindre la valeur de la densité de l'Univers. En d'autres termes, l'étude de cette population devrait permettre de répondre à la question : notre Univers est-il constitué uniquement de matière ou existe-t-il une autre contribution dont l'action serait opposée à celle de la gravité et qu'Einstein nomma "Constante Cosmologique" Λ ?
Bien que débattue depuis les travaux d'Einstein (1916), cette question est toujours d'actualité au début du $3^{ème}$ millénaire et de nombreux projets internationaux ont pour objectif d'y répondre. Un bref retour historique permet de comprendre la nature controversée de ce champ de recherche.

Notre vision astronomique sortait à peine de notre Voie Lactée, avec les observations de E. Hubble, qu'Einstein énonça sa théorie de la Relativité Générale liant les propriétés physiques de l'Univers et son évolution à son contenu. Mais l'application de cette théorie à l'Univers tout entier (1917) nécessita l'ajout d'une contribution supplémentaire : la fameuse Constante Cosmologique. Cet ajout avait de plus le bon goût de rendre l'Univers statique, ce qui ne déplut pas à Einstein ! En effet dans la controverse de l'époque, Einstein était du côté de ceux qui n'imaginaient pas que l'Univers puisse évoluer, ce qui constitua d'après ses propres termes "la plus grosse erreur de sa vie...". Dans ce contexte, Wirtz (1922), Slipher et surtout Hubble remportèrent le combat en prouvant que les galaxies s'éloignent les unes des autres, avec une vitesse d'autant plus grande qu'elles sont éloignées (loi de Hubble 1929). Suite à ces observations, l'abbé Georges Lemaître (1927) introduisit la notion d'Univers en expansion par l'intermédiaire du grandissement du facteur d'échelle. Einstein renonça alors à sa *constante cosmologique* et celle-ci ne fut plus considérée avec intérêt que par les théoriciens jusque dans les années 1980. Elle fut ensuite abandonnée complètement jusqu'à renaître de ses cendres en 1998 à la suite des mesures de distances de supernovae lointaines.

Dans le cadre de la Relativité Générale et en appliquant le Principe Cosmologique (Univers homogène et isotrope à grande échelle et à toute époque) les équations de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker décrivent l'évolution du facteur d'échelle de l'Univers par l'intermédiaire des *paramètres cosmologiques*, parmi lesquels on retrouve la constante cosmologique et la densité de matière de l'Univers.

Les autres paramètres cosmologiques sont : la constante de Hubble, qui fixe l'unité de distance et de temps cosmologique, la courbure de l'Univers dont tout le monde s'accorde à dire qu'elle est nulle ("Univers plat"), la densité baryonique, la densité de neutrinos et les paramètres du spectre de puissance des fluctuations initiales de densité.

Les grands projets menés dans le but d'apporter des contraintes à la valeur de ces différents paramètres sont aussi variés que les objets qu'ils se proposent d'étudier. L'un des axes majeurs de ces recherches est l'observation du Fond Diffus Cosmologique (FDC ou CMB). Il s'agit d'observer aujourd'hui les premiers photons qui ont pu se propager librement depuis que l'Univers est devenu transparent, c'est à dire depuis le découplage rayonnement-matière. Les études récentes du spectre angulaire des fluctuations du FDC ont permis en particulier de conclure que l'Univers a une courbure nulle (depuis les missions COBE et BOOMERANG). Le FDC est l'unique moyen d'observer l'Univers dans son ensemble à une période donnée : la surface de dernière diffusion. C'est une méthode globale, qui ne permet cependant pas de résoudre toutes les énigmes de l'Univers. Les autres méthodes d'investigation sont liées à une classe d'objets particuliers (céphéides, supernovae, amas de galaxies, etc...) qu'il est nécessaire de bien comprendre avant de les utiliser comme outils. C'est le cas en particulier des objets appelés "chandelles standard" dont les propriétés physiques sont supposées ne pas dépendre de la distance à laquelle on les observe, c'est-à-dire de la période à laquelle elles se sont formées. Les premiers objets étudiés en tant que "chandelles standard" furent les étoiles variables "Céphéides" qui permirent d'étalonner les mesures de distances relativement faibles (celles des galaxies proches). Plus récemment les supernovae de type Ia (c.a.d issues de l'explosion d'une naine blanche dont la masse a atteint la limite de Chandrasekhar par accrétion) ont reçu les faveurs des cosmologistes pour la mesure de distances plus grandes. Ces récentes observations par deux groupes internationaux (High-z et SCP) ont conclu à l'accélération de l'expansion de l'Univers, ce qui implique l'intervention d'une autre forme d'énergie que la gravité : l'énergie sombre (constante cosmologique ou quintessence)... La combinaison des résultats obtenus sur les supernovae avec ceux du FDC mènent au paradigme actuel concernant la valeur des paramètres cosmologiques, pour lequel la matière ne constituerait que 30% de l'énergie totale de l'Univers, les deux-tiers restant étant dus à l'énergie sombre. Malgré la grande précision des mesures récentes sur le FDC (WMAP) les incertitudes sur les paramètres sont encore significatives et des dégénérescences subsistent. D'autres mesures indépendantes sont nécessaires pour se convaincre de la validité des valeurs mesurées.

Le travail présenté dans cette thèse concerne l'étude de l'évolution de la population des amas de galaxies en fonction de l'époque. Cette évolution est très dépendante de la valeur de la densité de matière de l'Univers. Une étude détaillée des propriétés statistiques d'échantillons d'amas de galaxies à différentes époques permet de contraindre la valeur des paramètres cosmologiques. Ce test à été suggéré par A. Blanchard il y a une dizaine d'années mais sa mise en oeuvre n'a été réellement possible que récemment, depuis qu'un important effort à été fourni pour l'observation des amas de galaxies lointains, en particulier avec le lancement des satellites X : Chandra et XMM-Newton.

Cette population, constituée des objets les plus gros et formés le plus récemment dans l'Univers, a un double intérêt cosmologique :

- les amas, issus de l'évolution des surdensités initiales, constituent de véritables échantillons de la matière universelle puisque la quantité de baryons qu'ils renferment n'a pas changé au cours de leur évolution, ceux-ci étant piégés par le potentiel gravitationnel. Dans la mesure où ce potentiel est principalement dû à la matière noire, l'étude d'amas individuels et de leur structure interne permet de tester les hypothèses sur la nature et la distribution de la matière noire à grande échelle.

- l'étude statistique d'échantillons représentatifs de la population des amas de galaxies locaux et distants est désormais possible et permet de contraindre le scénario de formation des grandes structures de l'Univers et les paramètres dont il dépend.

Lorsque l'on s'intéresse à la densité de matière de l'Univers, la masse des amas de galaxies est une notion essentielle. Or celle-ci n'est pas directement observable. De nombreux moyens ont été alors développés dans l'espoir de mesurer cette masse. Historiquement, la vitesse radiale des galaxies qui composent l'amas (mesurée par décalage spectral) a permis les premières mesures de masses : en supposant l'équilibre gravitationnel, le théorème du viriel permet de relier les mesures de vitesses des galaxies individuelles au potentiel gravitationnel de l'amas et donc à sa masse. Mais cette méthode souffre de nombreux effets systématiques venant des problèmes de projection ou des limitations dues aux observations dans le domaine optique. Une autre méthode bien plus robuste utilise une propriété directement issue de la relativité générale : la courbure de l'espace engendrée par la présence d'une masse importante. Depuis 1987 cette propriété est observée dans les amas de galaxies : ces derniers jouent le rôle de *lentilles gravitationnelles* qui déforment et amplifient la lumière des objets situés en arrière plan. L'étude de cette distorsion fournit des renseignements sur toute la matière contenue dans le puits de potentiel. Celle-ci est composée de matière visible en optique (étoiles, gaz), de matière visible en rayons X (le gaz très chaud et très peu dense présent entre les galaxies d'un amas que nous appelerons : "gaz X") et de matière noire. Deux autres moyens pour déterminer la masse des amas, l'observation du gaz X et de l'effet Sunyaev Zel'dovich, seront détaillés dans le chapitre 2 de ce manuscrit.
Dans une première partie, je présente succinctement le contexte théorique de mon travail : la combinaison du Principe Cosmologique, de la relativité Générale et de la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker permet d'obtenir une équation régissant l'évolution du facteur d'échelle de l'Univers. Je décris également le formalisme généralement utilisé en introduisant les *paramètres cosmologiques*. Puis, en examinant le comportement des fluctuations de densités primordiales (celles du FDC) et à l'aide des relations précédemment établies, on obtient un jeu d'équations, dépendantes des paramètres cosmologiques, qui décrit l'évolution des surdensités et donc la formation des objets gravitationnellement liés (galaxies et amas de galaxies). Je présente également les différentes méthodes actuellement utilisées pour contraindre les *paramètres cosmologiques* et les modèles communément étudiés.

La deuxième partie exprime l'interêt d'utiliser les amas de galaxies, observés en rayons X, comme sondes cosmologiques. Je décris tout d'abord cette classe d'objets et les différents moyens de les observer, en particulier l'observation dans le domaine des rayons X, avant de présenter l'étude statistique de leur population locale, qui permet de déterminer les relations d'échelles qui relient les paramètres physiques des amas entre eux et les fonctions de luminosité et de température locale.
Le satellite XMM-Newton et les données obtenues dans le cadre du projet "XMM-Newton Ω Project" sont présentés dans le troisième chapitre ainsi qu'une étude

des relations d'échelles à grand redshift. Je présente ensuite, dans le chapitre 4, les différents échantillons d'amas à grand redshift, qui me permettront d'obtenir des contraintes sur les paramètres cosmologiques en comparant leurs propriétés aux prédictions des modèles. Le travail de modélisation est détaillé dans la cinquième partie où je présente la méthode de comptage d'amas en fonction de la distance ainsi que l'étude statistique de l'évolution de la population des amas et la contrainte sur la valeur de la densité de matière qui en découle. Cette méthode est ensuite appliquée aux différents catalogues d'amas désormais disponibles.

Enfin, comme suggéré par les responsables de l'école doctorale des Sciences de l'Univers de Toulouse, le dernier chapitre de cette thèse présente les aspects non-scientifiques de mon travail pendant trois ans au sein de l'équipe de cosmologie du Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire Midi-Pyrénées et dans une collaboration internationale liée à l'Observatoire Spatial XMM-Newton de l'ESA. Je présente également dans ce dernier chapitre un certain nombre d'activités que j'ai menées en parallèle du travail purement scientifique : il s'agit en particulier d'activités liées à l'enseignement et à la diffusion des connaissances scientifiques.

Chapitre 1

Contexte cosmologique

1.1 Cosmologie

Si le terme "cosmologie" est utilisé pour toute tentative de description de l'Univers depuis que les hommes s'y intéressent (au moins depuis 3 à 4 mille ans avant J.C. d'après la datation des plaques d'argiles sumériennes) elle n'est devenue une science que très récemment, dans la seconde moitié du vingtième siècle.
La cosmologie a pour objectif de fournir un cadre théorique, corroboré par des observations, permettant de décrire l'Univers dans son ensemble, en tant qu'objet, sans se préoccuper des astres qui le composent. Un modèle cosmologique est une telle description. Etant donné que l'on s'intéresse à l'Univers dans son ensemble, tous les champs de la physique sont impliqués dans le développement de modèles cosmologiques. Mais la différence fondamentale qui fait de la cosmologie une science *à part* est justement qu'elle s'applique à l'Univers tout entier dans lequel nous-mêmes vivons : nous l'observons de l'intérieur. Il est donc impossible de contrôler les conditions dans lesquelles se fait l'expérience, et non moins impossible de créer plusieurs Univers avec des conditions initiales et des paramètres différents... Toutes les informations dont nous disposons sont donc contenues dans la lumière qui nous atteint après avoir voyagé pendant plusieurs milliards d'années. Il est donc nécessaire de développer toutes les techniques possibles pour décomposer et décoder le moindre rayonnement que les technologies nous permettent désormais de collecter.

Dans ce chapitre, je présente le cadre théorique de l'étude en introduisant les notions nécessaires à la description de l'Univers en expansion : le "principe cosmologique", le décalage vers le rouge, les mesures de distances "cosmologiques" et les "paramètres cosmologiques" sont abordés ainsi que des notions de relativité générale et de théorie métrique. Les modèles d'Univers actuellement étudiés sont également présentés. Après avoir abordé succinctement les modèles théoriques d'Univers homogènes et isotropes, je décris la formation des grandes structures à partir des fluctuations primordiales de densité, dont on observe la trace dans le rayonnement fossile. J'introduis enfin le formalisme permettant de modéliser ce processus et de quantifier le nombre de structures prédites par la théorie. Il s'agit du formalisme de Press et Schechter (1974)[177] et de ses développements plus récents. La comparaison des comptages prédits avec les observations permet de contraindre le modèle cosmologique sous-jacent : c'est l'objet de cette thèse. La dernière partie de ce chapitre présente les différents moyens actuels pour sonder l'Univers et contraindre les paramètres cosmologiques.

1.1.1 Principe Cosmologique

L'étude d'un système aussi complexe que l'Univers demande un certain nombre d'hypothèses simplificatrices; la première est le "principe cosmologique" : il suppose qu'à grande échelle l'Univers est spatialement homogène et isotrope quelle que soit l'époque. Ceci signifie qu'en tout point et dans toutes les directions de l'espace, le contenu et les lois physiques de l'Univers sont les mêmes. L'Univers peut alors être comparé à un gaz dont les particules seraient les galaxies et on peut dès lors parler de pression et de densité de ce "fluide cosmique" (paramètres qui sont spatialement constants en vertu du principe cosmologique) et ces paramètres sont reliés entre eux par une équation d'état. Toutefois, les observations à grande échelle (FDC ou relevés de grandes structures) montrent de manière évidente que la matière n'est pas régulièrement distribuée : une carte du FDC exhibe des zones plus ou moins chaudes tandis que les grands relevés montrent que les galaxies sont regroupées entre elles (par quelques dizaines à des milliers) pour former des amas gravitationnellement liés, à l'échelle de quelques Megaparsecs [1]. A une échelle supérieure, quelques dizaines de Megaparsecs, la matière s'organise sous forme de filaments qui structurent l'Univers en réseau dont les noeuds sont les amas de galaxies. Lorsque l'on parle d'homogénéité dans le principe cosmologique, on sous-entend qu'elle n'intervient qu'à une échelle supérieure à quelques dizaines de Megaparsecs.
Malgré les évidences d'organisation de la matière, le principe cosmologique est confirmé par plusieurs observations ; en particulier, le "Fond Diffus Cosmologique" révèle des fluctuations de température dont l'amplitude relative est 10^{-5} : le rayonnement cosmologique est donc très précisément celui d'un corps noir de température T=2.725 K, ce qui est la meilleure preuve de l'homogénéité à grande échelle.

1.1.2 Description globale de l'Univers : des équations d'Einstein aux équations de Friedmann

Relativité Générale et équation d'évolution de l'Univers

Dans le cadre de la relativité, un événement est repéré en lui associant quatre coordonnées (x,y,z,t). Dans un tel espace (de Riemann), on définit une distance élémentaire ds entre deux points voisins par la forme quadratique (1.1).

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dy^\mu dy^\nu \tag{1.1}$$

Généralement les $g_{\mu\nu}$ sont des fonctions des coordonnées y^μ et de leurs dérivées. La relativité générale postule une relation entre la courbure de l'espace-temps et son contenu matériel, avec les équations d'Einstein (1.2) [92] [187] :

$$R_{\mu\nu} - \left(\frac{1}{2}R + \Lambda\right) g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \tag{1.2}$$

où $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci, R le scalaire de courbure, Λ la constante cosmologique (cf. section 1.1.4), $g_{\mu\nu}$ est le tenseur métrique, $T_{\mu\nu}$ le tenseur d'énergie–impulsion, G la constante de gravitation et c la vitesse de la lumière.

1. le parsec est l'unité de mesure de distance utilisée pour décrire les phénomènes galactiques et extragalactiques : 1 pc = 3.26 années-lumière $\simeq 3 \times 10^{16}$ m. Cette unité est définie par la méthode de mesure de distance par parallaxe décrite section 1.1.3

Métrique Robertson–Walker

L'un des principes de la cosmologie actuelle est de supposer l'Univers homogène et isotrope à grande échelle [166] (principe cosmologique). Cette hypothèse permet de définir un temps Universel de façon à ce que l'on puisse toujours décomposer la métrique en deux parties, une partie spatiale et une partie temporelle [166] [233]. Les symétries induites par le principe cosmologique impliquent qu'il existe un système de coordonnées tel que l'expression de la métrique de l'espace–temps soit de la forme (1.3) (métrique de Robertson-Walker) [166] [233] :

$$ds^2 = c^2dt^2 + a(t)^2\left[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2d\theta^2 + r^2\sin^2\theta d\phi^2\right] \tag{1.3}$$

Les coordonnées (r, θ, ϕ) sont dites coordonnées comobiles (Cf section 1.1.3), $a(t)$ est le facteur d'échelle décrivant l'expansion de l'Univers homogène et isotrope, et k est une constante tel que $k \in \{-1,0,1\}$ correspondant au signe de la courbure. Cette expression est la représentation mathématique du principe cosmologique. L'évolution du facteur d'échelle en fonction de la cosmologie est représentée sur la figure 1.1.

Équations de Friedmann–Lemaître

Les modèles d'Univers qui se déduisent de la métrique de Robertson–Walker sont non-stationnaires du fait de la dépendance temporelle du facteur d'échelle a. Cette dépendance est donnée par les équations d'Einstein (1.2) en y introduisant la métrique (1.3), on obtient alors les équations de Friedmann [166] [47] :

$$\begin{cases} 8\pi Gp = -\frac{k}{a^2} - \left(\frac{1}{a}\frac{da}{dt}\right)^2 - 2\frac{1}{a}\frac{d^2a}{dt^2} + \Lambda \\ \\ \frac{8}{3}\pi G\rho = \frac{k}{a^2} + \left(\frac{1}{a}\frac{da}{dt}\right)^2 - \frac{\Lambda}{3} \end{cases} \tag{1.4}$$

où p est la pression et ρ la densité de l'Univers.

Introduisons les notations : $H = \frac{1}{a}\frac{da}{dt}$, $\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H_0^2}$, $\Omega_R = \frac{k}{H_0^2}$, $\Omega_M = \frac{\rho}{\rho_c}$ et $\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$ (la densité critique). On déduit alors de (1.4) l'expression (1.5)

$$\begin{cases} 8\pi p = -\frac{\Omega_R H_0^2}{a^2} - H^2 - 2\frac{1}{a}\frac{d^2a}{dt^2} + 3\Omega_\Lambda H_0^2 \\ \\ H^2 = H_0^2\left(\Omega_\Lambda + \frac{\Omega_R}{a^2} + \frac{\Omega_M}{a^3}\right) \end{cases} \tag{1.5}$$

On peut y adjoindre la loi de conservation 1.6 qui se déduit des équations précédentes :

$$\frac{d(\rho a^3)}{dt} + p\frac{da^3}{dt} = 0 \tag{1.6}$$

L'ère durant laquelle se forment les structures connues est dominée par la matière [2]. L'équation d'état du fluide parfait remplissant l'Univers est alors l'équation d'état

2. La densité d'énergie de matière est supérieure à la densité d'énergie de rayonnement

d'un fluide sans pression $p = 0$. Ainsi, l'équation (1.6) nous donne $\Omega_M H^2 \propto a^3$ ou ρa^3 = constante. D'où le système régissant l'évolution de l'Univers durant cette période :

$$\begin{cases} H^2 = H_0^2(\Omega_\Lambda + \frac{\Omega_R}{a^2} + \frac{\Omega_M}{a^3}) \\ H^2 = 3\Omega_\Lambda H_0^2 - 2\frac{1}{a}\frac{\partial^2 a}{\partial t^2} - \frac{\Omega_R H_0^2}{a^2} \\ \Omega_M H^2 \propto a^3 \end{cases} \tag{1.7}$$

Remarquons de plus, qu'en écrivant les équations avec $a = 1$ (instant présent), on obtient la relation (1.8) :

$$\Omega_M + \Omega_\Lambda + \Omega_R = 1 \tag{1.8}$$

Ces trois "paramètres cosmologiques", fondamentaux pour connaître l'évolution de l'Univers et valider (ou non) le modèle actuel, font l'objet de nombreuses recherches depuis le début du siècle dernier. D'autres paramètres permettent de préciser le modèle standard qui cherche à décrire l'Univers dans son ensemble, les fluctuations de densité observées et la formation des structures. Ce sont par exemple : la fraction ou la densité de baryon(f_b, Ω_b), la constante de Hubble (H_0), la densité et la nature de la matière noire (Ω_{DM}) ou la densité de neutrinos (Ω_ν). On définit également le

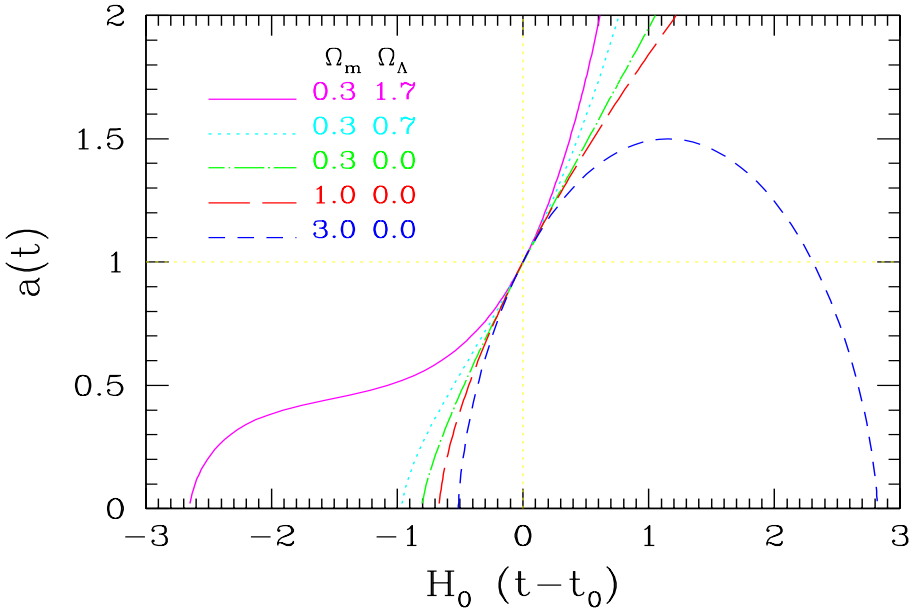


FIG. 1.1 – *Diagramme de Hubble : loi d'expansion du facteur d'échelle de l'Univers en fonction du modèle cosmologique [120].*

paramètre de décélération de l'Univers par :

$$q_0 = -\frac{a\ddot{a}}{\dot{a}^2} \tag{1.9}$$

1.1.3 Univers en expansion : décalage vers le rouge et constante de Hubble

L'Univers apparaît homogène et isotrope à grande échelle et il est en expansion. Cette expansion est connue et mesurée depuis les travaux de Hubble qui a mis en évidence, en 1929, une relation de proportionnalité entre la distance des galaxies observées et leur vitesse d'éloignement. Cette vitesse est mesurée par le décalage des raies spectrales des galaxies en mouvement. Ce décalage, en général vers le rouge à cause de l'expansion, est noté z. Dans la suite de ce manuscrit j'utilise indifféremment les termes "redshift" ou "décalage spectral". Toute l'information sur l'expansion de l'Univers est contenue dans la variable sans dimension a(t), facteur d'échelle de l'Univers. L'expression de la vitesse de fuite v en fonction de la distance D est donnée par la relation (1.10) [166].

$$v = HD \Longleftrightarrow z = \frac{HD}{c} \ (pour\ z << 1) \tag{1.10}$$

z étant le décalage spectral et c la vitesse de la lumière. En réalité, H varie au cours du temps (nous continuerons, par abus de langage, à parler de la "constante de Hubble") et le décalage z s'interprète comme l'évolution du facteur d'échelle a. On identifie alors la constante de Hubble à la variation temporelle du facteur d'échelle par la relation (1.11) [166] :

$$H = \frac{1}{a}\frac{da}{dt} \tag{1.11}$$

ce qui correspond au paramètre H présent dans les équations de Friedmann 1.5 (cf. section 1.1.2). La valeur de H mesurée aujourd'hui est notée H_0 et la notation $h = H/100$ est communément introduite de manière à s'affranchir des incertitudes sur la valeur de H. Ainsi, une distance notée 1 h^{-1}Mpc correspond pour $h = 0.5$ à 2 Mpc. L'usage, dans le champ de recherche exploré dans cette thèse, est de présenter les paramètres physiques en unité $h = 0.5$. Ce sera donc la valeur sous entendue dans tout ce manuscrit sauf si une autre valeur est précisée. De nombreuses techniques sont utilisées pour mesurer la constante de Hubble (depuis plus de 75 ans !) mais de larges incertitudes subsistent. Je présente ici uniquement les résultats les plus récents, utilisant divers objets de l'Univers. La mesure de la distance des galaxies par les Céphéides permet d'effectuer une première détermination de la valeur de la constante H_0. Cette technique est limitée à quelques Megaparsecs et sert de calibration à d'autres indicateurs de distance. La valeur communément admise aujourd'hui est celle obtenue par le HST-Key program : $H_0 = 72 \pm 8$ km.s^{-1}.Mpc^{-1} [84]. La mesure de la dispersion des vitesses des galaxies spirales permet d'estimer leurs distances grâce à la relation de Tully-Fischer [214] et ainsi de déterminer la valeur de la constante. On trouve ainsi une valeur de l'ordre de 70 ± 11 km.s^{-1}.Mpc^{-1} [83] [84]. Plus récemment, un groupe de chercheurs français à obtenu par la même méthode et avec les données du satellite HIPPARCOS une valeur plus faible de la constante de Hubble : $H_0 = 60 \pm 10$ km.s^{-1}.Mpc^{-1} [159]. Cependant la mesure effectuée à partir des Céphéides est remise en question par plusieurs travaux. Par exemple, Arp [11] affirme que l'étude des mêmes données fournit $H_0 \sim 55$ km.s^{-1}.Mpc^{-1}. Les estimations de H_0 à partir de méthodes qui ne reposent pas sur l'hypothèse de "chandelle standard" sont plutôt en faveur d'une valeur relativement faible : l'analyse des lentilles gravitationnelles fournit $H_0 = 52 \pm 6$ [119] et l'étude de l'effet Sunyaev-Zel'dovich aboutit, à la valeur $H_0 \sim 55$ (pour $\Omega_M = 1$) [41]. Cette valeur pourrait même être revue à la baisse si on corrige des effets de "clumping" du gaz.

Distances cosmologiques

Lorsque l'on s'intéresse à l'étude d'objets situés à des distances cosmologiques, la notion de distance elle-même est à prendre avec précautions. De manière générale, les distances cosmologiques s'expriment sous la forme :

$$D = \frac{z}{H_0} + O(z^2) \tag{1.12}$$

- **Distances galactiques : la parallaxe**
  Les mesures de distances galactiques peuvent se faire par des moyens trigonométriques classiques, c'est le cas de la mesure par parallaxe qui permet la définition du parsec. Un parsec est la distance d'un objet depuis lequel on voit le rayon de l'orbite terrestre sous un angle d'une seconde d'arc. Cette méthode n'est valable que pour des étoiles proches, situées en avant-plan par rapport aux étoiles du fond de ciel; ainsi, l'étoile la plus proche décrit un mouvement apparent sur la voûte céleste qui permet de déterminer sa distance. Cette méthode fut par exemple utilisée par le satellite HIPPARCOS pour mesurer très précisément la position de plus de 250 000 astres. Mais dès lors que l'on sort de notre Galaxie cette méthode de mesure de distance n'est plus utilisable. Il est alors nécessaire de prendre en compte l'effet de l'expansion de l'Univers, régie par son contenu. Pour cela on définit des grandeurs comobiles, c'est-à-dire qui "suivent" l'expansion.
- **Grandeur comobile**
  Les grandeurs comobiles sont issues des grandeurs physiques desquelles on ôte l'effet de l'expansion de l'Univers, ceci en effectuant le rapport avec le facteur d'échelle a. On exprime par exemple le volume comobile par : $V_{comobile} = a^{-3}V_{physique}$.
- **Distance angulaire**
  La définition de la distance angulaire donne : $D_\theta = D/\theta$ où D est la taille réelle de l'objet et θ son angle apparent sur le ciel. On peut alors choisir un système de coordonnées telles que les extrémités de l'objet soit situées aux coordonnées (r_1,0,0) et (r_1,θ,0). La distance entre ces deux extrémités est donnée par :

  $$D^2 = -ds^2 = a^2(t_s)r_1^2\theta^2, \tag{1.13}$$

  où t_s est l'instant d'émission. On obtient alors : $D_\theta = a(t_s)r_1$. La principale propriété de cette distance est de ne pas croître indéfiniment avec z. En fait, suivant la cosmologie, le diamètre d'un objet peu grandir avec la distance (à des redshifts supérieurs à 1). La figure 1.2 illustre cette propriété.
- **Distance de luminosité**
  De la même manière, on peut définir la puissance reçue par un télescope d'une source située à l'origine des coordonnées. Pendant l'intervalle de temps dt_s, la source (de luminosité L) émet Ldt_s dont la fraction L$dt_s(\pi\theta^2/4)(1/4\pi)$ atteint le détecteur. La relation $\theta = D/a(t_r)r_1$ est toujours valable mais ici, r_1 est la distance de l'observateur par rapport à la source. Les photons atteignent le télescope pendant l'intervalle dt_r=(1+z)dt_s et l'énergie de chaque photon est également divisée par le facteur (1+z) [47].
  Ainsi, l'énergie reçue par le télescope est :

  $$\frac{L}{16\pi}\frac{\pi D^2}{a^2(t_r)r_1^2}\frac{dt_r}{(1+z)^2} \tag{1.14}$$

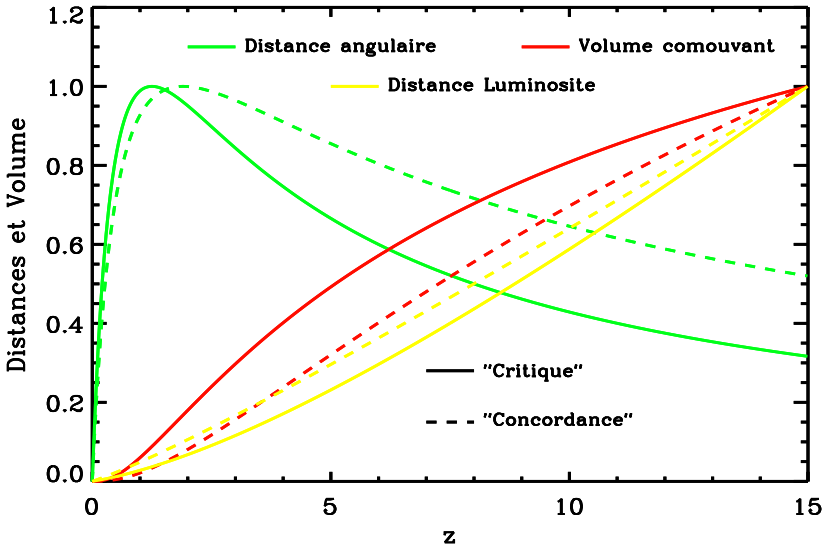


FIG. 1.2 – *Distance angulaire, distance lumineuse et volume comouvant en fonction du redshift pour les cas d'un Univers "critique" ($\Omega_M = 1$) et pour le modèle de "concordance" (Λ-CDM, Ω_M=0.3*

.

Et, la luminosité apparente est :

$$l = \frac{L\pi D^2}{4\pi a^2(t_s) r_1^2 (1+z)^2} = \frac{L\pi D^2}{4\pi a^2(t_r) r_1^2 (1+z)^4} \tag{1.15}$$

De plus, la coordonnée r_s de la source vue de l'observateur est la même que la coordonnée r_1 de l'observateur vu depuis la source. Ainsi , la distance de luminosité s'exprime :

$$D_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi f}} = a(t_r) r_s (1+z)^2 = (1+z)^2 D_\theta, \tag{1.16}$$

où f est le flux apparent, défini comme la luminosité apparente par unité de surface et $a(t_r)$ le paramètre d'échelle à l'époque de l'observation. Ces distances interviendront dans les modélisations pour les calculs d'éléments de volume et la conversion du flux en luminosité.

1.1.4 Paramètres cosmologiques et modèles d'Univers

Comme nous l'avons vu précédemment, la description de l'Univers et de son évolution peut se ramener à la détermination d'un petit nombre de paramètres dont les principaux sont la constante de Hubble, la densité de matière (Ω_M), la fraction de baryons, la constante cosmologique (Ω_Λ). Nous verrons à la section 1.3.1 que les études successives du spectre des anisotropies du Fond Diffus Cosmologique ont conclu à la nullité du terme de courbure, Ω_R ("Univers plat").

Densité de matière : Ω_M

Le paramètre Ω_M est défini comme étant le rapport entre la densité de matière moyenne (à une époque donnée) et une valeur critique ρ_c donnée par la relation (1.17) [166].

$$\begin{cases} \Omega_M = \rho/\rho_c \\ \\ \rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \end{cases} \tag{1.17}$$

La valeur du paramètre Ω_M est due à la contribution de deux types de matières, la matière visible (baryonique) et la matière dite noire (baryonique ou non), dont on ne connaît pas encore la nature exacte même si on la soupçonne "froide", c'est-à-dire non-relativiste. Ce modèle de matière noire est nommé CDM ("Cold Dark Matter"). La matière noire regroupe tous types de matière que l'on n'observe pas encore mais dont on mesure l'influence. De nombreuses techniques sont déployées pour déterminer Ω_M. Plusieurs valeurs ont été déterminées dans le passé avec une tendance assez nette en faveur d'une valeur faible. Mais les méthodes de mesures directes sont rares et la plupart des résultats publiés sont issus de la combinaison de plusieurs méthodes. La technique des supernovae fournit, dans le cas d'un Univers plat, une valeur faible de Ω_M, de l'ordre de 0.3, et une constante cosmologique élevée, de l'ordre de 0.7. Le travail effectué dans cette thèse a pour but de contraindre, de manière indépendante, la valeur de Ω_M par l'étude de l'abondance des amas de galaxies et de leur évolution en redshift (comportement très dépendant de Ω_M).

Matière baryonique : Ω_B

La quantité de matière baryonique est donnée de façon théorique par la nucléosynthèse primordiale [48] (fig. 1.3) : l'abondance des éléments primordiaux observée aujourd'hui permet de contraindre la valeur de leur abondance issue du "big-bang" et de contraindre la valeur de la fraction de baryons dans l'Univers : $0.007 < \Omega_B h^2 < 0.024$ [48] [217]. De plus récents résultats [174] fournissent une valeur plus précise : $\Omega_B h^2 = 0.025 \pm 0.001$. La valeur publiée par la récente mission WMAP combinée à d'autres observations (forêt Lyman α, relevé 2dF, CBI et ACBAR) fournit la valeur : $\Omega_B h^2 = 0.0224 \pm 0.001$ [208] en très bon accord avec la mesure de la nucléosynthèse (avec $h = 0.71 \pm 0.4$). D'autre part, l'étude de l'opacité des nuages de la forêt lyman-alpha [173] sur la ligne de visée des quasars à grands redshifts conduit à trouver la valeur : $\Omega_B h^2 \simeq 0.022$ [218].

Matière noire

La matière noire a été mise en évidence pour la première fois en 1933 par l'astronome Zwicky [238] par des mesures dynamiques dans l'amas de Coma. Depuis, notre connaissance des amas n'a cessé de s'améliorer : on sait désormais que les galaxies ne comptent que pour 10 à 20% de la masse des amas. La nature de la matière noire reste inconnue ; une partie pourrait être baryonique, par exemple contenue dans des naines brunes qui ne possèdent pas suffisamment de masse pour déclencher la combustion de leur hydrogène ou dans des naines noires qui sont des naines blanches éteintes. Des expériences telles que MACHOS [5], EROS [56] ou AGAPE [12] ont été construites pour observer le phénomène de lentille gravitationnelle induit par

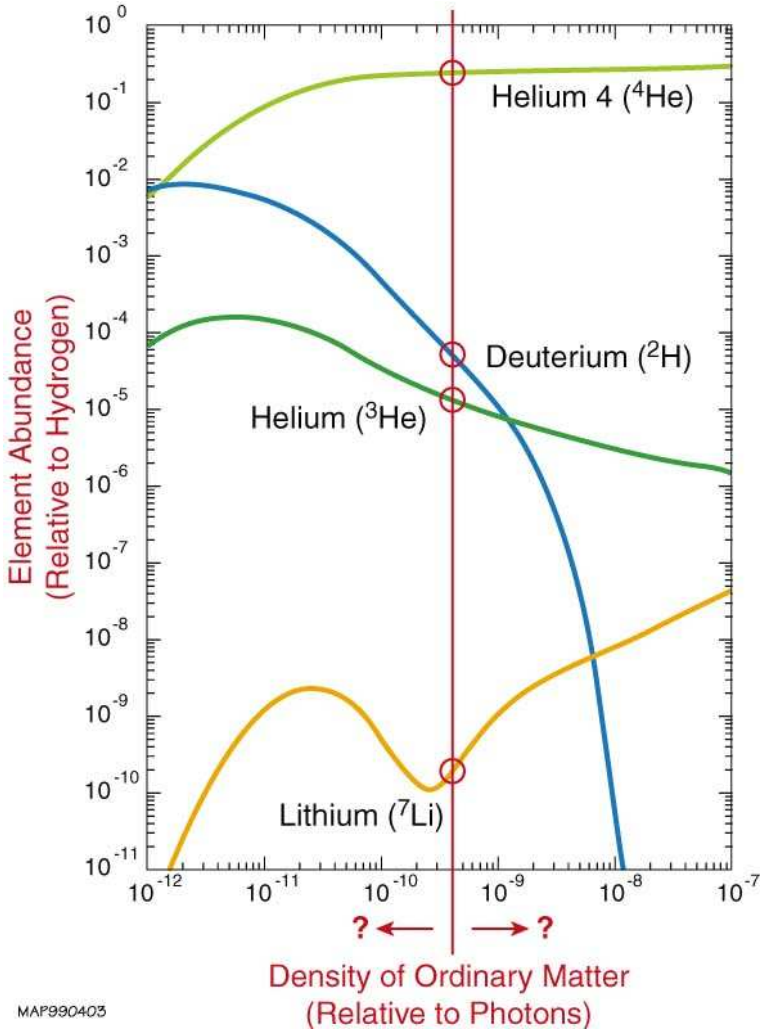


FIG. 1.3 – *Densité de matière baryonique à partir des abondances primordiales des éléments légers [215]*

ces étoiles de faible masse. Ce phénomène permet en effet d'amplifier la lumière en provenance de sources faibles. Ces expériences sont optimisées pour détecter l'amplification d'étoiles présentes dans les galaxies proches (Andromède ou les nuages de Magellan) par de petits astres invisibles présents dans le halo de notre galaxie. Il s'agit dans ce cas de "micro-lentilles gravitationnelles". Ces expériences ont détecté très peu d'évènements. Malgré cela, certains auteurs attribuent jusqu'à 20% de la masse noire du halo de la Voie Lactée à des objets de ce type jusqu'à un rayon d'environ 20 kpc [90]. Différents types de particules, restant au stade hypothétique, postulent au titre de matière noire froide (CDM). Leur appellation vient de leur masse importante ou de leur faible vitesse. C'est par exemple le cas des wimps (Weakly Interacting Massive Particules) issues de la théorie de la supersymétrie. Les neutrinos massifs seraient pour leur part de la matière noire chaude (HDM), du fait de leur vitesse quasi-relativiste. La limite supérieure pour la masse du neutrino électronique ν_e serait de l'ordre de 3.eV [69]. En ce qui concerne les neutrinos ν_μ et ν_τ, leur masse serait respectivement inférieure à 0.17 Mev et 24 MeV [178]. Cependant, les modèles basés sur en grande quantité de matière noire constituée de

neutrinos massifs ne reproduisent pas les structures observées. En effet, la présence de particules relativistes a pour effet de "gommer" les fluctuations de densité à petite échelle.

Constante cosmologique, énergie sombre ou quintessence : Ω_Λ

Ce paramètre ($\Omega_\Lambda = \Lambda/(3H_0^2)$) décrit la contribution de l'éventuelle constante cosmologique Λ au tenseur énergie–impulsion de l'Univers. Celle-ci fut initialement introduite par Einstein dans l'équation (1.2) pour obtenir une solution physiquement acceptable d'Univers dans le cadre de sa théorie générale. Or la constante telle qu'il l'a introduite, compense l'effet de la gravitation par une force répulsive, ce qui ne déplut pas à Einstein. En effet dans le contexte de l'époque, la vision de l'Univers était encore très restreinte et les discussions qui avaient lieu concernaient la forme et l'évolution de l'Univers et Einstein était plutôt de ceux qui pensaient l'Univers clos et statique. Cette constante fut totalement oubliée durant de nombreuses années avant d'être réintroduite récemment pour expliquer le résultat obtenu par l'observation de supernovae lointaines : l'expansion de l'Univers semble s'accélérer. Pour expliquer ce résultat, une valeur élevée de Ω_Λ est nécessaire. En effet, le facteur de décélération actuel q_0 s'exprime en fonction des paramètres Ω_M et Ω_Λ par :

$$q_0 = -\frac{a\ddot{a}}{\dot{a}^2} = \frac{\Omega_M}{2} - \Omega_\Lambda \tag{1.18}$$

Or, les observations des supernovae à grand redshift semblent montrer que l'expansion s'accélère (facteur de décélération négatif), ce qui signifie que $\Omega_\Lambda > \Omega_M/2$ [184] [170]. Ce résultat semble confirmé par l'observation des supernovae les plus récentes [186] qui, de plus, permet aux auteurs de dater la période de transition entre la décélération initiale et l'accélération actuelle. La transition est détectée à $z \simeq 0.5$, ce qui la situe à une période relativement contemporaine. D'autre part, l'observation des plus vieux objets de l'Univers, tels que les amas globulaires donnent une borne inférieure à l'âge de l'Univers de l'ordre de $14 \pm 2\ 10^9$ années [166]. Les observations récentes des missions BOOMERANG [55] [122], ARCHEOPS [22] puis WMAP [208] ont montré que l'Univers tend à être "plat" $\Omega = 1.02 \pm 0.02$. Or un Univers plat, sans constante cosmologique et avec la valeur de H_0 obtenue par l'équipe du "Hubble-Key program", serait trop jeune pour former de tels objets ce qui, à moins de baisser la valeur de H_0, est en faveur d'une constante cosmologique non nulle. Malgré cela, les incertitudes restent grandes et la nature de cette mystérieuse composante reste inconnue. La constante cosmologique est souvent associée à l'énergie du vide (densité d'énergie correspondant au niveau fondamental "vide" à partir duquel on mesure les niveaux d'excitation des champs). Le modèle standard de physique des particules permet d'estimer cette contribution. En effet, un processus physique est responsable des fluctuations des champs dans le vide : c'est l'effet Casimir [43] mesuré en 1957 par Sparnaay [207]. Mais l'application de cette théorie au problème cosmologique conduit à une valeur beaucoup plus grande que celle "observée" [232]. Il existe en effet une différence de 122 ordres de grandeur entre la valeur théorique ($\Lambda_{vide} = 8\pi G\rho_v/c^2 \sim 10^{70}\mathrm{m}^{-2}$) et la valeur empirique ($\Lambda \leq H_0^2/c^2 \sim 10^{-52}\mathrm{m}^{-2}$). Ceci est l'une des questions majeures de la physique moderne. Une autre question peut sembler embarrassante : pourquoi la constante cosmologique et la densité de matière seraient aujourd'hui du même ordre de grandeur alors que leurs évolutions sont différentes ? En effet, la densité de matière décroît comme $(1+z)^3$ tandis que Λ est supposée constante. Différents modèles ont été pro-

posés (supersymétrie [82], théorie des cordes, théorie de la relativité d'échelle) pour résoudre ce problème mais tous, pour l'instant, manquent de preuves observationnelles. Le principe "anthropique", introduit par B. Carter en 1974 [42], exprime le problème différemment et présente la coïncidence ($\Omega_M \sim \Omega_\Lambda$) comme une condition nécessaire à l'apparition de la vie ; en effet, cette dernière recquiert des conditions très particulières pour se développer et une constante cosmologique trop grande aurait eu pour effet d'accélérer l'expansion trop tôt, empêchant les structures de se former...Enfin, les modèles qui semblent privilégiés par la communauté sont les modèles dit de "Quintessence" pour lesquels l'énergie sombre n'est plus constante mais varie avec le temps. Je donne ici une approche très succincte de ces modèles dont l'idée sous-jacente est que le champ associé à la quintessence se met "automatiquement" à l'échelle de la densité de matière [179] [167]. En d'autres termes, l'energie sombre évolue vers sa valeur naturelle "0" et elle est petite aujourd'hui car l'Univers est âgé. Considérons un champ scalaire uniforme $\phi(t)$ soumis à un potentiel $V(\phi)$ de densité d'énergie ρ_q et de pression P_q relié par l'équation d'état w, aussi appelé paramètre de quintessence. Ces paramètres s'écrivent :

$$\begin{cases} \rho_q = \dot{\phi}^2/2 + V(\phi) \\ \\ P_q = \dot{\phi}^2/2 - V(\phi) \\ \\ w = \rho_q/P_q = \frac{\dot{\phi}^2/2+V(\phi)}{\dot{\phi}^2/2-V(\phi)} \end{cases} \tag{1.19}$$

Le paramètre de quintessence w varie a priori de -1 à 0 et vaut -1 si le champ est statique ce qui correspond à la constante cosmologique. De nombreux potentiels ont été proposés, le premier étant un modèle très simple en loi de puissance [179].

Différents modèles d'Univers

Depuis les travaux d'Einstein et de De Sitter, de nombreux modèles d'Univers fondés sur la relativité générale ont vu le jour. Les seuls consensus réellement établis aujourd'hui sont sur la nature de la matière noire qui serait essentiellement "froide" (non-relativiste) et non baryonique et sur la "platitude" de l'Univers, également bien établie (voir 1.3.1). La tendance, à la suite des résultats sur les supernovae, semble pourtant se diriger vers un modèle avec constante cosmologique non-nulle. Je présente ici succinctement les deux modèles les plus étudiés actuellement, le modèle "Einstein-De Sitter" et le modèle de "concordance" ΛCDM, ainsi que deux autres modèles plus récemment proposés.

- **Modèle "Cold Dark Matter (CDM)-Einstein-De-Sitter (EdS)"**
  Le modèle Einstein-De-Sitter à matière noire froide non baryonique, de densité de matière égale à la densité critique, est défini par les paramètres suivants :

$$\begin{cases} H_0 = 50 \text{ km.s}^{-1}\text{.Mpc}^{-1} \\ \Omega_M = 1 \\ \Omega_\Lambda = 0 \end{cases} \tag{1.20}$$

Dans un tel modèle, les particules de matière noire deviennent très rapidement non relativistes en raison de leur masse ou de leur faible vitesse. Dans ce cas, se sont les petites structures qui apparaissent en premier puis évoluent en se regroupant en structures plus importantes : c'est le modèle hiérarchique. Dans ce cas l'Univers a la propriété d'auto-similarité c'est à dire que les structures de toutes tailles sont régies par les mêmes processus physiques. Ce modèle était "à la mode" pour sa simplicité jusqu'à la fin du vingtième siècle avant d'être brutalement rejeté par la majorité des cosmologistes à la suite des résultats de différentes observations de supernovae distantes.

– **Modèle de "concordance" : ΛCDM**
Dans ce modèle, l'Univers a une structure plate et la constante cosmologique est non nulle. Les paramètres couramment utilisés sont :

$$\begin{cases} H_0 = 72 \text{ km.s}^{-1}\text{.Mpc}^{-1} \\ \Omega_M = 0.3 \\ \Omega_\Lambda = 0.7 \end{cases} \tag{1.21}$$

Ce modèle bénéficie d'un large consensus à l'heure actuelle puisqu'il reproduit bien la plupart des observations, avec cependant un "bémol" en ce qui concerne les distributions en redshift des amas de galaxies observés en X.

Deux autres modèles ont été proposés récemment : le modèle de "Quintessence" dans lequel l'énergie sombre n'est pas la constante cosmologique mais une contribution qui peut varier avec le temps ; et le modèle "CDM-mixte" dans lequel la matière noire n'est pas uniquement sous sa forme "froide" mais comporte une petite contribution de particules relativistes (comme par exemple des neutrinos massifs). Les paramètres usuels de ce dernier modèle sont :

$$\begin{cases} H_0 = 46 \text{ km.s}^{-1}\text{.Mpc}^{-1} \\ \Omega_M = 1. \\ \Omega_\Lambda = 0. \\ \Omega_\nu = 0.12 \end{cases} \tag{1.22}$$

Nous verrons que ce modèle permet, moyennant un spectre de puissance différent du cas CDM strict, de reproduire les données observées du fond diffus

cosmologique, des relevés de galaxies et la distribution des amas de galaxies X ([27], [71]).

1.2 Evolution des fluctuations de densité, formation hiérarchique des structures et auto-similarité

Les considérations suivantes traitent de la formation de halos de matière noire non collisionnelle, ce formalisme représente aussi une bonne approximation du comportement du gaz intra-amas, piégé dans le puit de potentiel de la matière noire. La formation des structures gravitationnellement liées est issue de l'effondrement gravitationnel des fluctuations de densité initiales : les zones les plus denses croissent sous l'action de la gravité. Lorsque l'on écrit "amas", "galaxies" ou "structure" : il s'agit en fait toujours de "halos de matière noire". Au cours de l'évolution de l'Univers jeune, une phase très importante intervient environ 300 000 ans après le Big-Bang : c'est le découplage rayonnement-matière. Après cette transition, la pression du rayonnement (désormais libéré) n'empêche plus la matière de se condenser. On peut dès lors étudier l'évolution d'une distribution de densité $\rho(\vec{r},t)$.

1.2.1 Evolution linéaire des perturbations, mode de Jeans

Dans le paragraphe 1.1.2, nous avons considéré l'Univers comme homogène et isotrope à grande échelle. Toutefois, l'observation actuelle des structures (avec un grand contraste de densité) indique la présence de fluctuations déjà à l'époque du découplage. Lors de l'expansion de l'Univers, l'effondrement gravitationnel de ces fluctuations a conduit aux structures que nous observons aujourd'hui. Dans le cadre de la relativité générale, le théorème de Birkhoff (analogue gravitationnel du théorème de Gauss de l'électromagnétisme) nous autorise, pour des échelles spatiales plus petites que l'horizon, de travailler avec la gravitation newtonienne. Ainsi, pour étudier la croissance des fluctuations adiabatiques de matière noire froide non-collisionnelle à faible contraste de densité, on adopte le formalisme classique pour l'étude d'un fluide non-collisionnel : les équations d'Euler, l'équation de conservation et l'équation de Poisson [166] [156]. En négligeant le gradient de pression, ce système d'équation pour le fluide cosmique de densité ρ, de pression P et de vitesse v s'écrit :

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_r + \vec{\nabla}_r.(\rho\vec{v}) = 0 \\ \\ \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}\right)_r + (\vec{v}.\vec{\nabla}_r)\vec{v} = -\vec{\nabla}_r\varphi \\ \\ \nabla_r^2\varphi = 4\pi G\rho \end{cases} \tag{1.23}$$

Où φ est le potentiel gravitationnel non perturbé. L'indice r indique que nous travaillons en coordonnées physiques.

Ce système admet une solution évidente : un Univers homogène, non perturbé. Mais cette solution n'est pas compatible avec l'observation des structures actuellement formées. Introduisons donc les embryons de ces structures sous forme de

faibles perturbations autour des valeurs moyennes telles que :

$$\begin{cases} \rho(\vec{r},t) = \bar{\rho}(t)[1+\delta(\vec{r},t)] \\ v(\vec{r},t) = v_0(\vec{r},t) + v_1(\vec{r},t) \\ \varphi(\vec{r},t) = \Phi_0(\vec{r},t) + \Phi_1(\vec{r},t) \end{cases} \tag{1.24}$$

où $\delta(\vec{r},t) << 1$, $v_1(\vec{r},t) << v_0$ et $\Phi_1(\vec{r},t) << \Phi_0$. En passant en coordonnées comobiles et en posant $\psi = \varphi + \frac{1}{2}a\frac{d^2a}{dt^2}$, a étant le facteur d'échelle ($\vec{x} = \vec{r}/a(t)$,$\vec{v} = \dot{a}x + \vec{u}(x,t)$,$\nabla_x = a\nabla_r$), on obtient :

$$\begin{cases} \frac{\partial\delta}{\partial t} + \frac{1}{a}\vec{\nabla}_x.((1+\delta)\vec{u}) = 0 \\ \frac{\partial\vec{u}}{\partial t} + \frac{1}{a}\frac{da}{dt}\vec{u} + \frac{1}{a}(\vec{u}.\vec{\nabla}_x)\vec{u} = -\frac{1}{a}\nabla_x\psi \\ \nabla_x^2\psi = 4\pi G\bar{\rho}a^2\delta \end{cases} \tag{1.25}$$

On recherche une solution sous forme d'onde plane :

$$\delta(x,t) = \sum_k \delta_k(t)e^{-ikx} \tag{1.26}$$

où δ_k est la transformée de Fourier du contraste de densité δ. Dans l'espace de Fourier, le système devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial\delta_k}{\partial t} - \frac{1}{a}ik\vec{u}_k - \frac{1}{a}\sum_{k'} i\delta_{k'}\,(k\vec{u}_{k-k'}) = 0 \\ \frac{\partial\vec{u}_k}{\partial t} + \frac{1}{a}\frac{da}{dt}\vec{u}_k + \frac{1}{a}\sum_{k'} i\,[u_{k'}.(k-k')\vec{u}_{k-k'}] = -\frac{ik}{a}\psi_k \\ -k^2\psi_k = 4\pi G\bar{\rho}a^2\delta_k \end{cases} \tag{1.27}$$

L'approximation linéaire revient à négliger les termes de couplage. On obtient ainsi l'équation d'évolution des surdensités dans un fluide non-collisionnel :

$$\frac{\partial^2\delta_k}{\partial t^2} + \frac{2}{a}\frac{da}{dt}\frac{\partial\delta_k}{\partial t} = 4\pi G\bar{\rho}\delta_k \tag{1.28}$$

Considérons maintenant l'effet de la pression du fluide sur cette solution ; par unité de volume, la force exercée par la pression s'exprime :

$$F = -\nabla P/a = -(dP/d\rho)\nabla\rho/a = -c_s^2\bar{\rho}\nabla\delta/a. \tag{1.29}$$

Où j'introduis la vitesse du son dans le fluide :

$$c_s = \left(\frac{\partial p}{\partial\rho}\right)_{adiab} \tag{1.30}$$

Ainsi, l'équation d'évolution des perturbations devient :

$$\frac{\partial^2 \delta_k}{\partial t^2} + \frac{2}{a}\frac{da}{dt}\frac{\partial \delta_k}{\partial t} + \left(\frac{c_s^2 k^2}{a^2} - 4\pi G\bar{\rho}\delta_k\right) = 0 \tag{1.31}$$

Cette équation, pour une solution en onde plane, donne la relation de dispersion qui relie k ($k = 2\pi/\lambda$) et ω par :

$$\omega^2 - c_s^2 k^2 + 4\pi G\bar{\rho} = 0 \tag{1.32}$$

où k est le vecteur d'onde.

L'évolution des surdensités est régie par deux phénomènes en compétition : la gravité qui a tendance à faire s'effondrer la matière sur elle-même et la pression du fluide qui empêche l'effondrement. Le mode particulier pour lequel ces deux effets se compensent exactement est appelé mode de Jeans avec pour longueur caractéristique la longueur de Jeans définie par :

$$\lambda_j = c_s(\frac{\pi}{G\bar{\rho}})^{1/2}. \tag{1.33}$$

A cette longueur est associée la masse de Jeans :

$$M_j = \frac{4}{3}\pi\bar{\rho}\left(\frac{\lambda_j}{2}\right)^3 \tag{1.34}$$

L'équation 1.32 admet deux types de solution en fonction de leur longueur d'onde. Si celle-ci est supérieure à la longueur de Jeans ($\lambda > \lambda_j$) c'est la gravité qui domine et les surdensités augmentent. Pour le cas $\lambda < \lambda_j$, c'est la pression qui domine et on obtient des solutions oscillantes : deux ondes sonores de directions $\pm k$ se propagent dans le fluide avec une dispersion donnée par :

$$\omega = \pm c_s k[1 - (\lambda/\lambda_j)] \tag{1.35}$$

Parmi ces deux modes, seul le mode croissant, D(t), est intéressant pour notre propos. L'expression formelle du mode croissant est [120] :

$$D(t) \propto H(t)\int \frac{dt}{a^2 H^2(t)} \tag{1.36}$$

Le détail des calculs aboutissant à ce résulat sont fournis en annexe 1. On peut réécrire D(t) en fonction du redshift [120] :

$$D(z) \quad = \quad \frac{5\Omega_M H_0^2}{2} H(z)\int_z^\infty \frac{1+z'}{H^3(z')}dz', \tag{1.37}$$

Dans le modèle Einstein-De Sitter la solution pour le mode croissant est proportionnelle au facteur d'expansion de l'Univers : $D(t) \propto a \propto t^{2/3}$. Les taux de croissance

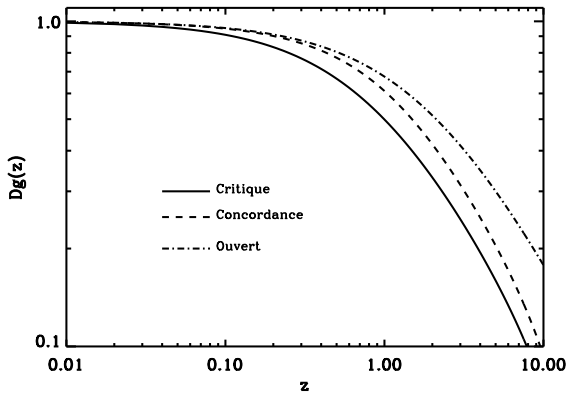


FIG. 1.4 – *Facteur de croissance des perturbations pour différents modèles d'Univers : critique (Ω_M=1, trait plein), ouvert ($\Omega_M < 1$, $\Omega_\Lambda = 0$, trait point-pointillés) et plat avec constante cosmologique ($\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_M$, trait pointillés)*

des perturbations pour différents modèles d'Univers sont donnés ci-dessous :

$$\begin{cases} D(z) = \frac{1}{1+z} \text{ (pour } \Omega_M = 1 \textit{ et } \Omega_\Lambda = 0) \\ \\ D(z) \propto 1 + \frac{3}{x} + 3\sqrt{\frac{1+x}{x^3}} \ln\left(\sqrt{1+x} - \sqrt{x}\right), \quad x \equiv \frac{1-\Omega_M}{\Omega_M(1+z)} \text{ (pour } \Omega_M < 1 \textit{ et } \Omega_\Lambda = 0) \\ \\ D(z) \propto \sqrt{1+\frac{2}{x^3}} \int_0^x \left(\frac{u}{2+u^3}\right)^{3/2} du, \quad x \equiv \frac{2^{1/3}(\Omega_M^{-1}-1)^{1/3}}{1+z} \text{ (pour } \Omega_M < 1 \textit{ et } \Omega_\Lambda = 1 - \Omega_M) \end{cases} \tag{1.38}$$

Mais dans la plupart des cas, la formule d'ajustement suivante est suffisante [162] :

$$\begin{cases} D(z) = \frac{g(z)}{1+z}, \\ \\ g(z) = \frac{5\Omega(z)}{2} \frac{1}{\Omega^{4/7}(z) - \lambda(z) + [1+\Omega(z)/2][1+\lambda(z)/70]} \end{cases} \tag{1.39}$$

avec

$$\begin{cases} \Omega(z) = \Omega_M (1+z)^3 \left[\frac{H_0}{H(z)}\right]^2 = \frac{\Omega_M (1+z)^3}{\Omega_M (1+z)^3 + (1-\Omega_M - \Omega_\Lambda)(1+z)^2 + \Omega_\Lambda}, \\ \\ \lambda(z) = \Omega_\Lambda \left[\frac{H_0}{H(z)}\right]^2 = \frac{\Omega_\Lambda}{\Omega_M (1+z)^3 + (1-\Omega_M - \Omega_\Lambda)(1+z)^2 + \Omega_\Lambda}. \end{cases} \tag{1.40}$$

La figure 1.4 illustre le comportement du facteur de croissance dans différents modèles cosmologiques.

1.2.2 Amortissement de la croissance des perturbations

Dans la réalité les choses sont un peu plus compliquées : le fluide considéré est en fait composé de baryons dans un "bain" de matière noire. L'évolution dépend alors du type de particules en présence, de leur nombre et de la taille de la perturbation. Dans le cas de perturbations à grande échelle, qui ne sont régies que par la gravitation, l'approximation non-collisionnelle développée ci-dessus s'applique directement. En revanche, l'évolution des perturbations de plus petite échelle est très

dépendante du type de particules de matière noire. Avant la (re)combinaison, le fluide est supposé collisionnel et la longueur de Jeans du plasma est supérieure au rayon de Hubble de l'Univers (Weinberg, 1972)[233] : les fluctuations pour lesquelles $\lambda < \lambda_j$ oscillent jusqu'à la recombinaison. Au moment de la recombinaison, l'Univers devient transparent et la longueur de Jeans décroît brutalement : les perturbations telles que $M < M_j$ qui étaient gelées peuvent désormais croître. Un autre phénomène intervient aux petites échelles : la diffusion des photons des zones de sur-densité vers les zones de sous-densité peut "gommer" les fluctuations. En effet, le libre parcours moyen des photons juste avant la recombinaison est :

$$l(z) = \frac{1}{\chi_e n_e \sigma_T} \propto \frac{1}{\chi_e \Omega_b h^2} \left(\frac{1000}{1+z}\right)^3 \tag{1.41}$$

où χ_e est la fraction de baryons ionisés, n_e la densité électronique et σ_T la section efficace Thomson. Ainsi, pour des échelles inférieures à cette longueur caractéristique, le processus de diffusion est très efficace et entraîne la destruction des petites structures. C'est l'"Amortissement de Silk" [204] qui intervient pour des structures de masses inférieures à la masse de Silk définie par :

$$M_{Silk} \simeq 6.2 \times 10^{-12} M_{sol} \left(\frac{\Omega_0}{\Omega_b}\right) (\Omega_0 h^2)^{-5/4}. \tag{1.42}$$

Cette masse est modifiée par la présence de matière noire qui n'interagit pas avec les photons. Il existe aussi un processus d'amortissement qui n'est efficace qu'en présence de matière noire chaude, typiquement des neutrinos massifs. L'Univers réel est composé de baryons et de matière noire et l'évolution des perturbations baryoniques est guidée par l'évolution de la matière noire. Dans le cadre d'un modèle CDM, les objets les plus petits qui peuvent se former ont une masse de baryons de l'ordre de $10^3 M_{sol}$ [213] et les structures plus grandes se forment successivement : c'est le modèle de formation hiérarchique des structures.

1.2.3 Champ de densité, spectre de puissance

Considérons le champ de perturbation de contraste de densité $\delta(\vec{r},t)$:

$$\delta(\vec{r},t) = \frac{\rho(\vec{r},t) - \rho_0(\vec{r},t)}{\rho(t)} \tag{1.43}$$

Pour étudier ce contraste sur des échelles correspondant à des objets physiques, j'utilise le champ de densité "lissé" sur l'échelle R, à un temps donné :

$$\bar{\delta}_R(\vec{x}) = \int d^3x' \; \delta(\vec{x}') W_R(\vec{x} - \vec{x}'). \tag{1.44}$$

où W_R est une fonction fenêtre (*top–hat* window function). L'échelle de lissage, R, peut également être exprimée en terme de masse comprise dans la fenêtre : $M = (4\pi/3) R^3 \bar{\rho}$. Le champ de densité est décrit par sa variance σ_M telle que :

$$\sigma_M^2 = \frac{(M - < M >)^2}{< M >^2} \tag{1.45}$$

qui permet de définir le spectre de puissance, $P(k) =< |\delta(k)|^2 >$ tel que :

$$\begin{cases} \sigma^2(M) \equiv < \bar{\delta}_R^2(\vec{x}) > = \frac{1}{2\pi^2} \int dk\, k^2 P(k) |W_R(k)|^2 \\ \\ P(k) = Ak^n \text{ (dans le cas CDM standard)} \end{cases} \tag{1.46}$$

Les mesures récentes des anisotropies du rayonnement fossile semblent favoriser la valeur $n \sim 1$ pour la pente du spectre de puissance [55] [208] [105], qui est également la valeur prédite par les théories d'inflation. Ces mesures fournissent aussi la normalisation du spectre aux grandes échelles. Aux plus petites échelles, telles que celles des amas de galaxies, la normalisation se fait en étudiant la variance de la masse dans une sphère de rayon 8 h^{-1}Mpc [53].

1.2.4 Evolution du champ de densité

Chaque mode de perturbation (correspondant à des perturbations de masse $M > M_j$) évolue avec le temps et l'expansion. Cette évolution est décrite par le facteur de croissance linéaire D_g, très dépendant des paramètres cosmologiques et de la nature de la matière noire, tel que :

$$P(k,t_f) = \frac{D_g(t_f)}{D_g(t_i)} P(k,t_i) \tag{1.47}$$

Le contraste de densité initial peut alors être extrapolé à l'époque actuelle par :

$$\begin{cases} \delta_{c,0} = \frac{D_g(z=0)}{D_g(z_i)} \delta_{c,i} \\ et \\ \sigma_{\rm o}(M) = \frac{D_g(z=0)}{D_g(z_i)} \sigma_i(M), \end{cases} \tag{1.48}$$

où D_g est le facteur de croissance des perturbations et z_i correspond au décalage spectral auquel les fluctuations sont encore linéaires. On peut réécrire l'amplitude des fluctuations à l'époque actuelle en fonction du paramètre de biais de la manière suivante :

$$\sigma_{\rm o}(M) = \sigma_8 \left(\frac{M}{M_8} \right)^{-\alpha} = \frac{1}{b} \left(\frac{M}{M_8} \right)^{-\alpha} \tag{1.49}$$

où l'exposant est $\alpha = (n+3)/6$ et en introduisant M_8, la masse contenue dans une sphère de rayon $8h^{-1}$ Mpc. Le paramètre σ_8 (amplitude des fluctuations sur une échelle de $8h^{-1}$ Mpc) est utilisé comme référence pour normaliser le spectre de puissance à l'échelle des amas de galaxies (où sa valeur est proche de l'unité [53]) ; celui-ci permet de définir le "paramètre de biais" : $b = 1/\sigma_8$, qui quantifie la différence entre la variance de la distribution de masse et la variance du comptage de galaxie à cette échelle. Les fluctuations primordiales subissent une évolution dès les premiers instants (à la recombinaison). Cette évolution est due à des processus thermodynamiques et gravitationnels complexes (compétition entre croissance et amortissement des fluctuations) que l'on peut exprimer par une fonction de transfert $T(k)$ qui dépend du modèle cosmologique : $P(k) = Ak^n T(k)$ (cf. figure 1.5). La fonction de transfert $T(k)$ est paramétrée par le paramètre de pente Γ, elle s'exprime dans le cas d'un spectre de matière noire froide (CDM), par les relations [30] [15] [68] :

$$\begin{cases} T(k) \equiv T(q(k)) = \frac{log(1+2.34q)}{(2.34q)(1+3.89q+(16.1q)^2+(5.46q)^3+(6.71q)^4)^{1/4}} \\ q(k) \equiv k/(\Gamma h Mpc^{-1}) \\ \Gamma = \Omega_M h (2.7K/T_0)^2 \exp(-\Omega_b - \sqrt{h\Omega_b/0.5\Omega_M}) \simeq \Omega_M h \end{cases} \quad (1.50)$$

où T_0 est la température du FDC et Ω_b est la densité de baryons. Dans les cas d'Univers où seule la matière noire froide est envisagée, le paramètre de pente Γ est très dépendant des autres paramètres : $\Gamma \sim \Omega_M \times h$. Cette hypothèse peut avoir une influence sensible dans la détermination des paramètres cosmologiques à partir de l'étude des amas de galaxies (Cf chapitre 5 section 5.5.2). D'autres cas sont étudiés, comme par exemple, un spectre "cassé", c'est-à-dire une loi de puissance dont l'exposant prend deux valeurs différentes selon les échelles spatiales [27].

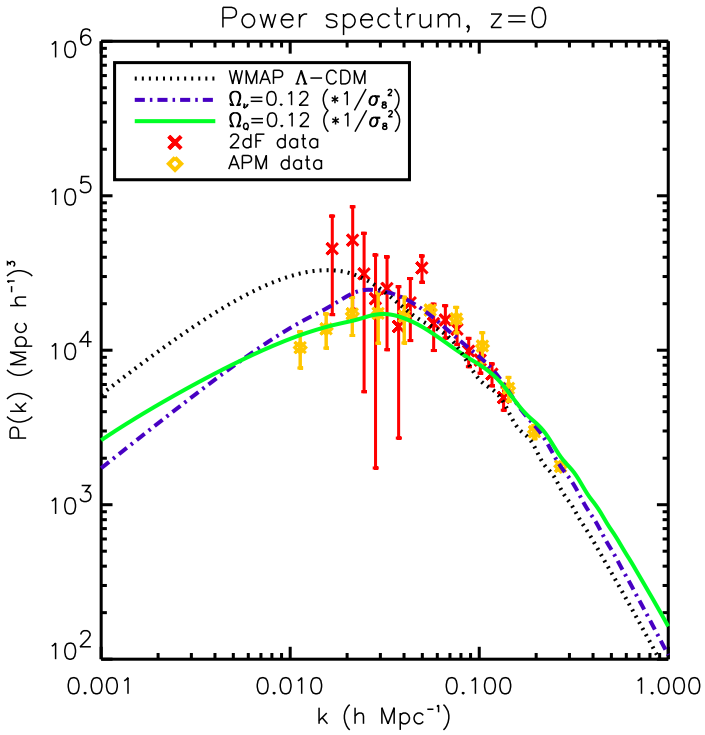


FIG. 1.5 – *Spectre de puissance des fluctuations de densité obtenu pour différents modèles. La courbe pointillée correspond au spectre de puissance standard CDM en bon accord avec les données WMAP. La courbe en point-pointillés correspond à un modèle Einstein-De Sitter avec de la matière noire "mixte" comprenant 12 % de neutrinos massifs et la courbe en trait plein représente le spectre de puissance d'un modèle de quintessence de "type matière" (12 % de quintessence avec w=0). Dans les deux cas, le spectre initial des fluctuations est en loi de puissance avec une cassure. Les données des relevés de galaxies sont représentées par les symboles (APM : losanges jaune; et 2dF : croix rouge). Par ailleurs, ce modèle reproduit le spectre du FDC de manière satisfaisante (figure 1.10).*

1.2.5 Effondrement sphérique

Le traitement linéaire n'est évidemment valable que pour les perturbations de faible contraste de densité ($|\delta(k)| < 1$). Lorsque celles-ci deviennent de l'ordre de 1, l'évolution n'est plus linéaire et il faut avoir recours à des modèles. Le modèle de l'effondrement sphérique permet de décrire l'évolution de ces fluctuations : les zones de surdensité s'effondrent sur elles-même telles de mini-Univers fermés (d'après le théorème de Birkhof). Malgré le caractère non-linéaire de l'évolution, on peut déterminer de manière simple l'évolution du contraste de densité, δ(z), d'une structure virialisée au redshift z. On considère des surdensités sphériques dans un Univers homogène et on suppose que ces "coquilles" ne se chevauchent pas. On montre [152] que l'évolution des surdensités est régie par les mêmes équations que le facteur d'échelle, a(t), si ce n'est que la coquille atteint une expansion maximale correspondant à un contraste de densité donné avant de se condenser jusqu'à atteindre un état d'équilibre. Le théorème du viriel – l'énergie cinétique étant nulle au maximum d'expansion – permet de calculer le rayon de l'objet virialisé, celui-ci est environ la moitié du rayon maximal de la coquille (pour un potentiel en 1/r). L'évolution de telles surdensités est représentée sur la figure 1.6.

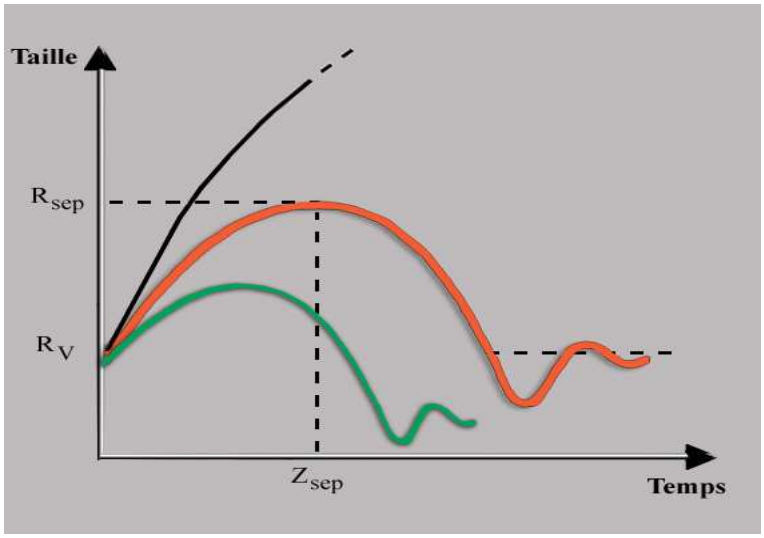


FIG. 1.6 – *Evolution schématique d'une surdensité. La courbe en pointillés représente l'évolution temporelle du facteur d'échelle. Le rayon de la structure en formation tend vers la limite R_v (rayon viriel) et la séparation de la surdensité par rapport au reste de l'Univers est repérée par Z_{sep} et R_{sep}.*

L'énergie totale d'une surdensité i de densité ρ_i de rayon r_i et de contraste de densité initiale δ_i par unité de masse s'écrit : $E = K_i + U_i = \frac{H_i^2 r_i^2}{2}[1 - \Omega_i(1 + \delta_i)]$. Ainsi, pour qu'une surdensité s'effondre, E doit être négatif, c'est-à-dire que son énergie potentielle, U, doit être plus grande que l'énergie liée à l'expansion (i.e. $\delta_i > \delta_c = 1/(\Omega_i) - 1$). Dans le cas d'Univers "fermé" ($\Omega_i > 1$) toutes les surdensités peuvent s'effondrer, en revanche, pour les modèles avec $\Omega_i < 1$, seules les surdensités telles que $\delta_i(r_c) > \delta_c$ pourront former des structures gravitationnellement liées. L'évolution dynamique d'une structure en formation peut alors se décrire par le jeu d'équations

paramétriques d'une cycloïde de paramètre θ [166] :

$$\begin{cases} r = \frac{r_i}{2\delta_i}(1 - cos\theta) \\ \\ t = \frac{3t_i}{4\delta_i^{3/2}}(\theta - sin\theta) \end{cases} \tag{1.51}$$

Pour un Univers plat ($\Omega_M = 1$) on peut réécrire :

$$\begin{cases} (1+\delta) = \frac{9(\theta - sin\theta)^2}{2(1-cos\theta)^3} \\ \\ 1 + z = (\frac{4}{3})^{2/3}\frac{\delta_i(1+z_i)}{(\theta - sin\theta)^{2/3}} \end{cases} \tag{1.52}$$

Tant que $\theta < 1$, la surdensité évolue dans le régime linéaire avec (pour $\theta = 2\pi$) : $\delta_c = 1.69$, ce qui définit le seuil de densité linéaire de "virialisation" d'une structure . Le contraste de densité non-linéaire de l'amas, Δ, est défini par le rapport de la densité du proto-amas à la densité moyenne de l'Univers environnant. Au moment du "décrochement" ($\theta = \pi$) ce contraste vaut : $\Delta(\pi) = 4.6$; sa valeur, pour une structure virialisée dans un Univers critique, est constante et égale à 178 [152] alors qu'il décroît en fonction de z pour un Univers ouvert. En effet, l'énergie totale de la structure au moment du décrochement est $E = -K$ en vertu du théorème du viriel ($2K + U = 0$) et l'énergie cinétique s'annule au maximum d'expansion de la structure. On peut dès lors définir la vitesse et le rayon de "virialisation" par :

$$\begin{cases} K = \frac{Mv^2}{2} = \frac{3GM^2}{5r_m} \\ et \\ |U| = 2K = \frac{3GM^2}{5r_{vir}} \end{cases} \tag{1.53}$$

d'où l'on obtient $r_{vir} = r_m/2$ et $v = 6GM/5r_m$. La conservation de la masse indique de plus que la densité au moment du décrochement est $\rho_{vir} = 8\rho_m \simeq 178\bar{\rho}(1+z_{vir})^3$. C'est-à-dire que lorsque la structure a atteint son équilibre viriel, sa densité est environ 200 fois plus grande que la densité Universelle. Le contraste de densité non-linéaire Δ est relié au contraste de densité linéaire δ, ce qui permet d'étudier la formation des structures dans un cadre linéaire jusqu'au stade de l'effondrement gravitationnel. Dans les modèles d'Univers plus compliqués ($\Omega_{tot} \neq 1$) l'étude de l'effondrement sphérique recquiert une étude plus détaillée. Je reprends ici les résultats de l'étude du cas ouvert ($\Omega_M < 1$, $\Omega_\Lambda = 0$) développée par J. Oukbir [152] (les autres cas sont détaillés en annexe) :

$$\begin{cases} \delta_c(\Omega_0,z) = \frac{3\Omega_0}{2(1-\Omega_0)}\left[\frac{1-\Omega_0}{\Omega_0} + \frac{\pi^{3/2}}{\Omega_0^{1/3}(H_0 t(z))^{2/3}}\right] \\ \\ \Delta(\Omega_0,z) = 4\pi^2 X^3\left[(X^2+2X)^{1/2} - ln(1+X+(X^2+2X)^{1/2}\right]^{-2} \\ \\ X = \frac{2(1-\Omega_0)}{\Omega_0}\frac{1}{1+z} \end{cases} \tag{1.54}$$

La figure 1.7 montre l'évolution avec le redshift de ces différentes quantités, très dépendantes de z et de Ω_0. Ce modèle d'effondrement sphérique est relativement

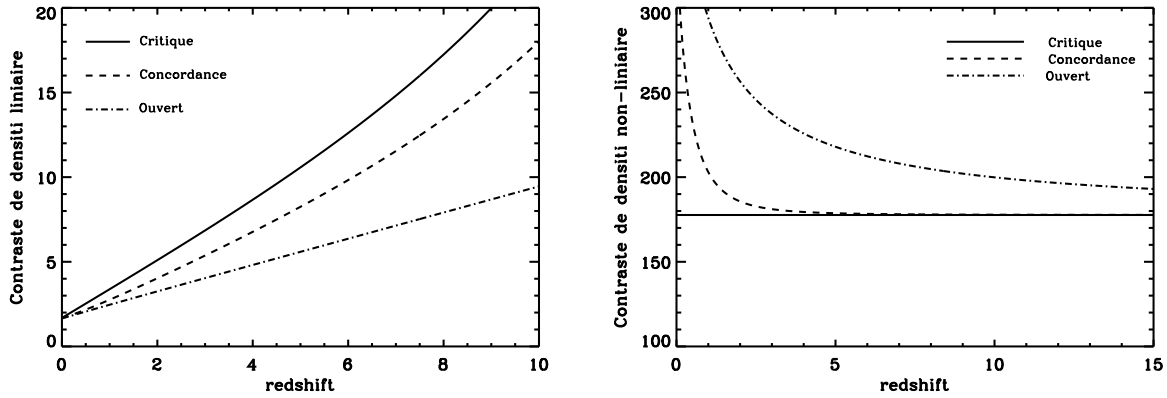


FIG. 1.7 – *Contraste de densité linéaire (à gauche) extrapolé à l'époque actuelle en fonction du redshift auquel la surdensité se "virialise" et contraste de densité non-linéaire de la structure formée (à droite); pour un modèle critique (trait plein), de concordance (pointillés) et ouvert (point-pointillés).*

simple et reproduit bien les comportements observés, mais il s'agit d'un cas idéal. Dans la réalité, d'autres effets viennent perturber l'évolution des structures (mouvement non-radiaux, effet de marée), mais le modèle d'effondrement sphérique donne une description valable utilisée dans le formalisme de Press & Schechter pour déterminer la fonction de masse (cf. 1.2.6). Des études plus récentes considèrent l'effondrement sous forme ellipsoïdale et aboutissent à une description plus proche des résultats de simulations numériques.

1.2.6 Comptage d'objets et formalisme de Press & Schechter

Définissons $\mathcal{F}(>M)$ comme étant la *fraction de matière* piégée dans des objets gravitationnellement liés de masse $> M$. La *fonction de masse*, $n(M)$, donnant la densité comobile d'objets de masse M par unité de masse s'exprime par :

$$n(M)dM \equiv \frac{\bar{\rho}}{M}\left|\frac{d}{dM}\mathcal{F}(>M)\right|dM. \tag{1.55}$$

Dans le cadre des modèles de formation hiérarchique à matière noire froide, on suppose également que chaque particule de matière est contenue dans une sphère qui subira un effondrement gravitationnel, ce qui se traduit par la condition de normalisation suivante :

$$\int_0^\infty n(M)MdM = \bar{\rho}. \tag{1.56}$$

En supposant les fluctuations gaussiennes, Press et Schechter (1974) [177] ont proposé l'expression suivante pour la fonction de masse :

$$\mathcal{F}(>M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{\nu_c}^\infty e^{-\nu^2/2}d\nu, \tag{1.57}$$

où $\nu \equiv \bar{\delta}/\sigma(M)$ et ν_c, ou δ_c, représente le contraste de densité *linéaire* critique nécessaire à un objet pour s'effondrer. La fonction de masse de Press et Schechter

(PS) peut s'écrire :

$$n(M,z)dM = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{\bar{\rho}}{M}\nu_{\rm c}(M;z;\Omega,\lambda)\frac{d\sigma(M)}{dM}e^{-\nu_{\rm c}^2/2}\frac{dM}{M}, \tag{1.58}$$

où $\nu_{\rm c}(M;z;\Omega,\lambda)$, définit précédemment, dépend des paramètres cosmologiques par l'intermédiaire du facteur de croissance linéaire des fluctuations $D_{\rm g}$:

$$\nu_{\rm c}(M;z;\Omega,\lambda) = \frac{\delta_c(z;\Omega,\lambda)D_{\rm g}(0;\Omega,\lambda)}{\sigma_{\rm o}(M)D_{\rm g}(z;\Omega,\lambda)}, \tag{1.59}$$

Sous cette forme, on voit explicitement que la fonction de masse dépend des paramètres cosmologiques, essentiellement par l'intermédiaire du facteur de croissance, et des paramètres du spectre de puissance des fluctuations.

1.2.7 Autres fonctions de masse

Le formalisme de Press et Schechter est relativement simple, il reproduit convenablement les résultats des simulations numériques à N-corps et s'avère très utile à des fins pédagogiques. Cependant, dans la suite de l'étude que je présente, j'utilise les développements plus récents de la fonction de masse qui incluent en particulier l'effet d'un effondrement ellipsoïdal plutôt que l'effondrement sphérique précédemment supposé. Ces derniers développements (Sheth & Tormen 1999 [202]; Sheth, Mo & Tormen 2001 (SMT) [203]; Jenkins 2001 [108]) obtiennent des résultats en meilleur accord avec les simulations récentes. La fonction de masse que j'utilise dans la suite est celle de Sheth, Mo & Tormen :

$$\left\{\begin{array}{l} n(M,z)dM = \frac{\bar{\rho}}{M}f(\nu)\frac{d\nu}{dM}dM \\ \\ \nu\, f(\nu) = 2A\,\left(1+\frac{1}{\nu'^{2q}}\right)\,\left(\frac{\nu'^2}{2\pi}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{\nu'^2}{2}\right) \end{array}\right. \tag{1.60}$$

où $\nu' = \sqrt{a}\,\nu$, $a = 0.707$, $q = 0.3$ et $A \approx 0.322$. La normalisation est obtenue en écrivant : $\int f(\nu)d\nu = 1$. Ceci signifie simplement que toutes les particules massives de l'Univers se trouvent dans des structures gravitationnellement liées. On retrouve le formalisme de Press et Schechter classique avec $q = 0$ et $A = 1/2$. Les fonctions de masse les plus récentes sont en bon accord entre elles, voire indistinguables (figure 1.8), mais la relation initiale de Press & Schechter sous-estime la distribution des amas très massifs.

1.2.8 Relations d'auto-similarité des amas

Dans le cadre général, la formation non-linéaire des structures ne peut être résolue que numériquement et dans le cas de matière noire non collisionnelle. Un cas particulier existe cependant, il s'agit du modèle d'Univers "Einstein-De Sitter" de densité critique $\Omega = 1$. Dans ce cas, l'Univers tout entier est invariant d'échelle ou autosimilaire ("scale-free") et les fluctuations de densité initiales sont décrites comme une loi de puissance de l'échelle spatiale : ces perturbations sont donc également autosimilaires [116]. Cela signifie que, dans ce cas particulier, il n'y a pas d'échelle privilégiée et les propriétés physiques des structures doivent être les

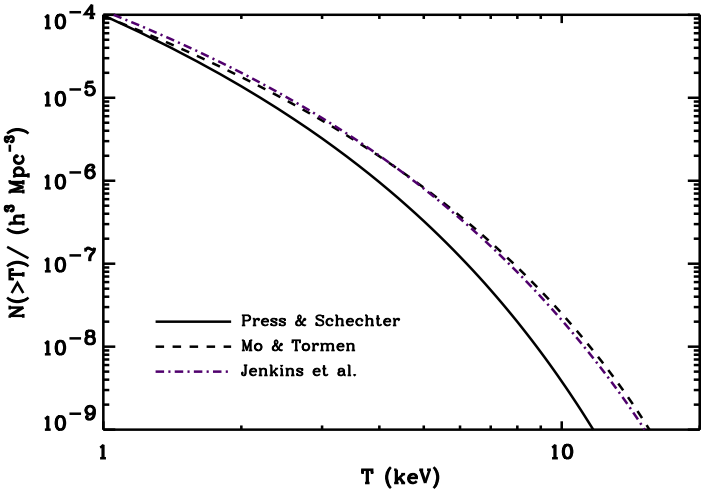


FIG. 1.8 – *Comparaison des différentes fonctions de masse : le trait plein correspond à la fonction de masse de Press & Schechter [177], les pointillés à celle de Sheth & Tormen [202] et les point-pointillés à celle de Jenkins et al. [108]. Ces trois fonctions sont calculées pour les mêmes paramètres cosmologiques ($\Omega_M = 1.$, σ_8=0.55 et Γ=0.12).*

mêmes quelque soit l'échelle considérée. Cette propriété fondamentale est due à la formation hiérarchique des structures dans un Univers critique. Mais même dans ce cas particulier, la modélisation complète de la formation des structures requiert l'usage de la simulation numérique. Comme décrit à la section 1.2, les premières structures qui entrent dans le régime non-linéaire sont supposées de masse $M_J(z_{rec})$. Les structures plus grandes se forment ensuite par fusion de ces premiers objets en objets de plus grande masse. Pour décrire ce phénomène (qui se complique légèrement lorsque l'on souhaite décrire les plus grandes échelles : amas, super-amas) on examine le comportement d'une perturbation de masse $M > M_J$ dans un Univers EdS. Cette perturbation atteint le régime non-linéaire au bout d'un temps t_M tel que [116] :

$$\sigma_m(t_{rec}) \left(\frac{t_M}{t_{rec}}\right)^{\frac{2}{3}} \simeq 1 \tag{1.61}$$

où $\sigma_m(t_{rec})$ est l'amplitude des fluctuations à l'échelle de masse M au temps $t = t_{rec}$. On a alors les relations :

$$\begin{cases} t_M \simeq t_{rec}\sigma_m(t_{rec})^{\frac{-3}{2}} = t_J(\frac{M}{M_J})^{\frac{n+3}{4}} \\ \\ M \simeq M_J(\frac{t_M}{t_J})^{\frac{4}{n+3}} \end{cases} \tag{1.62}$$

Ainsi, l'Univers au temps $t_{M'}$ à l'échelle $r < r_{M'}$ contient des objets gravitationnellement liés de différentes masses agencés pour former ensemble des objets de plus grande masse. Cette simple interprétation est valable jusqu'aux objets de masse M', la plus grande masse ayant alors atteint l'équilibre viriel. Pour les masses supérieures, l'amplitude des fluctuations est encore trop faible et les perturbations continuent d'évoluer dans le régime linéaire telles que :

$$\delta\rho_m(r) \propto \sigma_M \propto M^{-\alpha} \propto r^{-3\alpha} \tag{1.63}$$

Ces structures continuent de grandir jusqu'à la limite $t > t_{M'}$ ou $r > r_{M'}$ où elles s'effondrent gravitationnellement pour former un objet situé à un plus haut degré de la hiérarchie. Cette description relativement simple reproduit de manière satisfaisante le comportement des simulations numériques dans le régime non linéaire. Dans ce cadre, une seule dimension suffit à décrire l'évolution : la masse ou la taille d'une fluctuation qui devient non-linéaire (fonction décroissante du redshift). Cette décroissance est paramétrée par l'indice spectral n tel que la masse (d'une perturbation non-linéaire) varie comme : $M_{nl} \propto (1+z)^{1/\alpha}$, où : $\alpha = (n+3)/6$. Ainsi, les paramètres caractéristiques d'une structure en formation sont supposés suivre les relations suivantes, appelées "relations d'échelle" ("scaling relation") (Kaiser 1986)[116] :

$$\begin{cases} \rho \propto (1+z)^3 \\ M \propto (1+z)^{(-1/\alpha)} \\ R \propto (1+z)^{-(5+n)/(n+3)} \\ T \propto (1+z)^{(n-1)/(n+3)} \\ N \propto (1+z)^{-(1/\alpha)} \end{cases} \tag{1.64}$$

où $\alpha = (n+3)/6$, M, R et T sont respectivement la masse, la rayon et la température caractéristique de la structure et N est la densité d'objets. Ces relations indiquent l'évolution en redshift attendue pour des observables caractéristiques et permettent d'en déduire l'évolution en redshift attendue pour des relations liant ces quantités. Ainsi, la luminosité qui s'exprime en fonction de la température et de la densité : $L \propto M\rho T^{1/2}$, evolue en $(1+z)^{-1/2}$. Les "relations d'échelle", $L-T$ et $M-T$, peuvent ainsi être étudiée; l'évolution attendue pour ces relations est :

$$\begin{cases} L \propto T^2(1+z)^{3/2} \\ L \propto M^{4/3}(1+z)^{7/2} \\ M \propto T^{3/2}(1+z)^{-1} \end{cases} \tag{1.65}$$

Ces différentes relations seront utilisées pour les modélisations et une étude détaillée est présentée au chapitre 2, section 2.3.2.

1.3 Les moyens actuels de sonder l'Univers

Je dresse ici une liste (non exhaustive) des moyens dont disposent les astrophysiciens pour apporter des contraintes sur la valeur des différents paramètres qui permettent de décrire l'Univers : les paramètres cosmologiques.

1.3.1 Le fond diffus cosmologique : "FDC"

Le FDC est un très précieux argument en faveur du Big Bang. Les photons libérés au moment du découplage matière-rayonnement, environ 300 000 ans après le Big bang, nous parviennent aujourd'hui avec l'empreinte des fluctuations qu'ils ont subies à cette époque. L'ajustement quasi parfait par un rayonnement de corps noir à 2.7K [155] est loin d'être la seule information que nous délivre le CMB. En effet, de minimes fluctuations de quelques micro Kelvin (~ 300 μK [122]) ont été

identifiées comme d'infimes variations de densité de matière dans l'Univers primordial. Celles-ci seraient, par effondrement gravitationnel, à l'origine des structures observées (amas de galaxies, galaxies, étoiles). Ces fluctuations, dans le cadre de l'inflation [166] seraient dues à l'amplification de fluctuations quantiques jusqu'à des échelles macroscopiques. Moyennant un modèle de matière noire, l'étude de la décomposition de ces fluctuations en harmoniques sphériques permet à la fois de normaliser le spectre de puissance des surdensités [160] et de déterminer les paramètres cosmologiques, ou plus exactement des combinaisons de ces paramètres. En fait, la seule information réellement fiable obtenue par la mesure des fluctuations du FDC est la nullité du paramètre de courbure. Les autres paramètres doivent être obtenus en combinant les résultats avec ceux d'autres expériences indépendantes (amas, supernovae, etc...). En effet, les résultats récents de WMAP confirment l'hypothèse d'un Univers plat ($\Omega = 1.02 \pm 0.02$) [208] déjà obtenu quelques années auparavant par BOOMERANG[54] [122] et ARCHEOPS. Avec une précision d'autant plus grande que ces nouvelles observations exhibent un second et même un troisième pic du spectre des fluctuations du FDC (fig. 1.9).

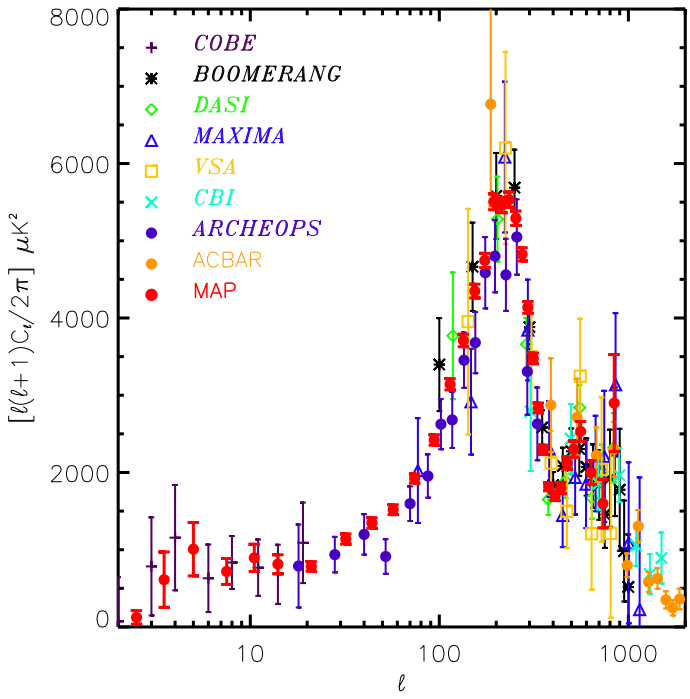


FIG. 1.9 – *Spectre des fluctuations du fond cosmologique, observé par différentes expériences (Douspis & al., 2003).*

Ces nouvelles données sur le FDC apportent une nouvelle confirmation de la validité du modèle de formation des structures inflationnaires avec de la matière noire non baryonique [60] ainsi qu'une confirmation de la géométrie "plate" de l'Univers. Cependant, la dégénérescence sur les paramètres fondamentaux (Ω_M, Ω_Λ et H_0) subsiste toujours (même dans les simulations des résultats futurs de la mission Planck). C'est pourquoi la mise en place d'un nouveau test permettant de lever cette dégénérescence est nécessaire [60]. La figure 1.10 illustre la dégénérescence entre les paramètres Ω_m et H_0 obtenue avec l'analyse des données du FDC.

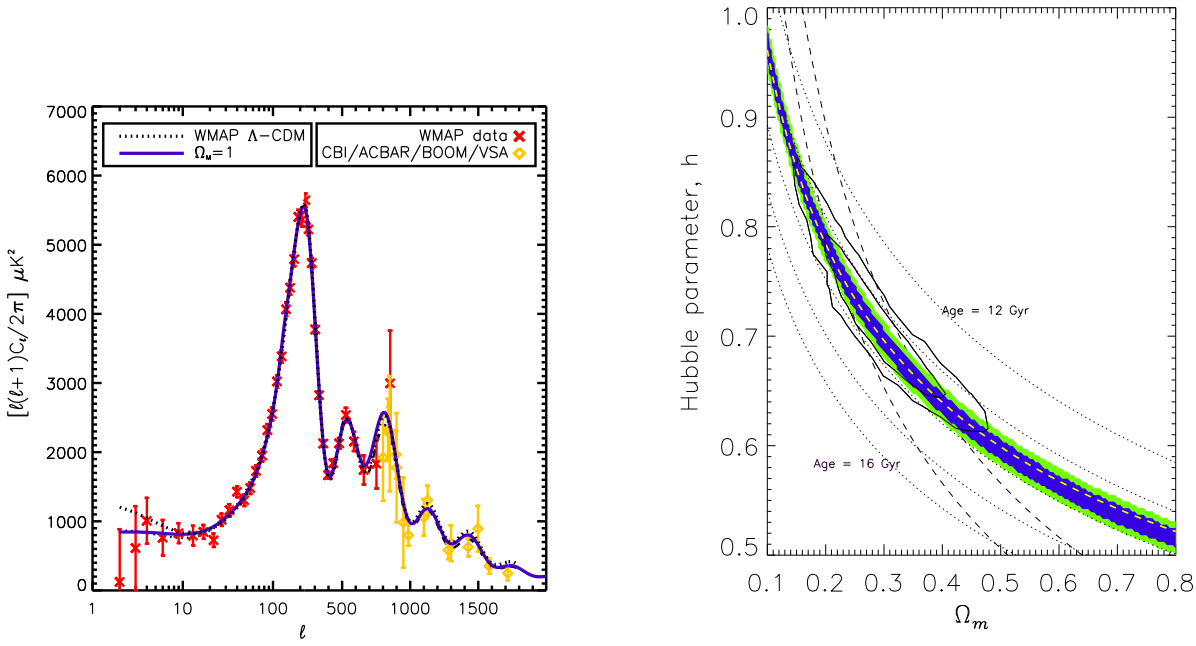


FIG. 1.10 – *Ajustement de modèles sur le spectre des fluctuations du fond cosmologique (Blanchard & al., 2003 [27]) et dégénérescence entre Ω_m et H_0 sur les données du FDC (Page & al., 2003 [158])*

1.3.2 Les supernovae de type Ia lointaines

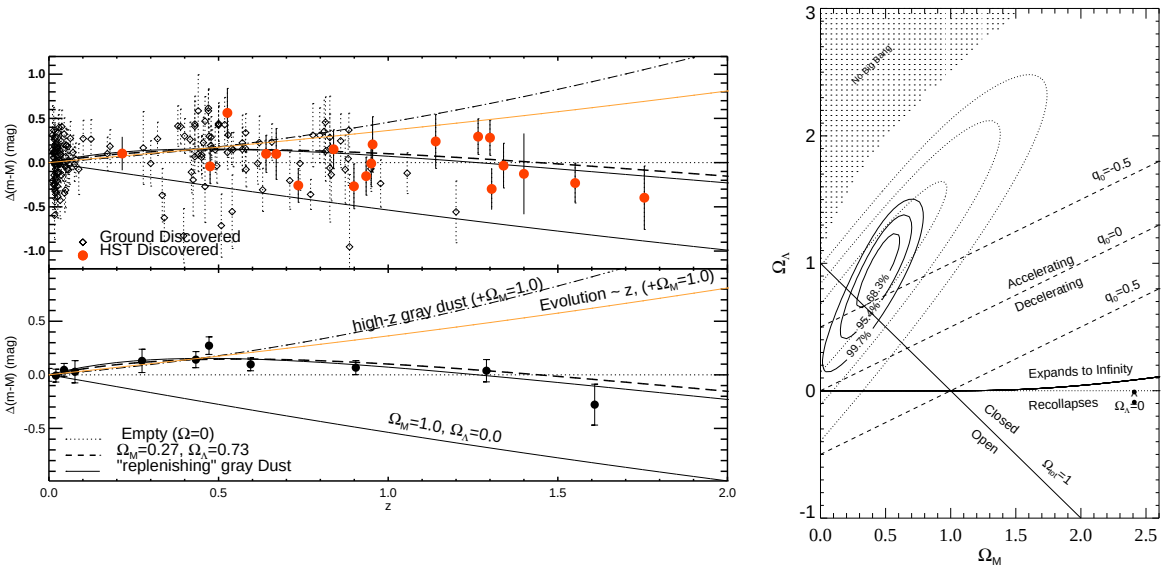


FIG. 1.11 – *Résultats récents sur les mesures de distances de supernovae distantes obtenus par le High − z Team [186].*

Le modèle de "concordance" est devenu consensuel depuis l'observation, en 1998 par deux équipes différentes, de supernovae distantes. Le "High-z Team" (Riess et al., 1998 [184]) et le "Supernovae Cosmology Project (SCP)" (Perlmutter et al., 1999 [170]) ont publié en même temps le résultat sur l'accélération de l'expan-

sion. Les supernovae lointaines observées, sous l'hypothèse de chandelles standard, semblent moins lumineuses que prévu. Ceci fut alors interprété comme un indice de l'accélération de l'Univers : si les supernovae sont plus faibles c'est qu'elles sont plus loin que ce que l'on attend avec l'expansion "normale". Les résultats les plus récents (Riess et al. 2004 [186]) situent même l'époque du changement de régime de l'Univers à $z = 0.5$, c'est-à-dire que la phase d'accélération est très récente. Cependant l'effet observé pour les supernovae distantes est de l'ordre de 0.4 magnitude au maximum comparé à un Univers vide ($\Omega_M = 0$) (cf. figure 1.11). Il n'est pas difficile d'imaginer qu'il puisse exister des effets systématiques de cet ordre de grandeur (effet d'évolution avec le redshift, effet d'absorption sur la ligne de visée...).

1.3.3 L'effet de lentille gravitationnelle

L'étude de la déformation de l'espace-temps par la masse permet également de connaître la distribution de masse, en particulier autour et dans les amas de galaxies, objets les plus massifs de l'Univers. D'une part, cet effet de lentille permet d'amplifier l'émission des galaxies d'arrière plan et ainsi d'en découvrir de plus en plus lointaines (z$\sim$10, Pello 2004 [168]). D'autre part, l'étude de la déformation des images des galaxies tout autour de l'amas permet de retrouver le potentiel gravitationnel (et donc la masse) de l'amas "lentille". De plus l'étude statistique de ces déformations permet désormais de les utiliser pour contraindre les paramètres cosmologiques. Ce point est détaillé au chapitre 2, section 2.1.3.

1.3.4 Evolution de la population des amas de galaxies

Cette dernière classe d'objets s'avère très utile pour l'étude de l'Univers à grande échelle. En effet les amas de galaxies sont les plus gros objets qui se forment à partir des fluctuations initiales de densité observées dans le fond diffus cosmologique. Ils forment une population relativement homogène dont les propriétés sont représentatives de celles de l'Univers dans son ensemble. Le travail présenté dans cette thèse consiste à étudier l'évolution de la population des amas de galaxies entre l'époque actuelle et le passé ; en effet la formation des grandes structures de l'Univers est très fortement dépendante de ses paramètres physiques et en particulier de sa densité de matière. La population des amas à une époque donnée est caractérisée par la fonction de masse [177]. Ainsi, si on dispose de mesures de la fonction de masse d'amas distants, sa comparaison avec la population locale permet de contraindre la valeur de la densité de matière de l'Univers (les autres paramètres cosmologiques ne jouent pas un rôle important dans ce problème). La figure (1.12) illustre cette dépendance. L'effet d'évolution observé en fonction de la cosmologie est bien illustré par les résultats de simulations numériques : par exemple les simulations du consortium "VIRGO" (cf. figure1.13) montrent la structure de l'Univers à grande échelle pour différentes tranches de redshift (ici z=0, z=1 et z=3) et pour les modèles Einstein-De Sitter (le "Standard-CDM" à l'époque, 1998) et le "Λ-CDM ("concordance"). Il apparaît alors clairement que les structures évoluent beaucoup dans un Univers à grande densité de matière alors que leur évolution semble "gelée" depuis z$\sim$ 1 dans un Univers à faible densité de matière avec constante cosmologique. Ce test est global puisqu'il contraint directement la valeur de Ω_M en étudiant globalement la formation des plus grandes structures de l'Univers; et, à l'inverse de nombreux autres tests, il ne nécessite aucune extrapolation et ne repose pas sur

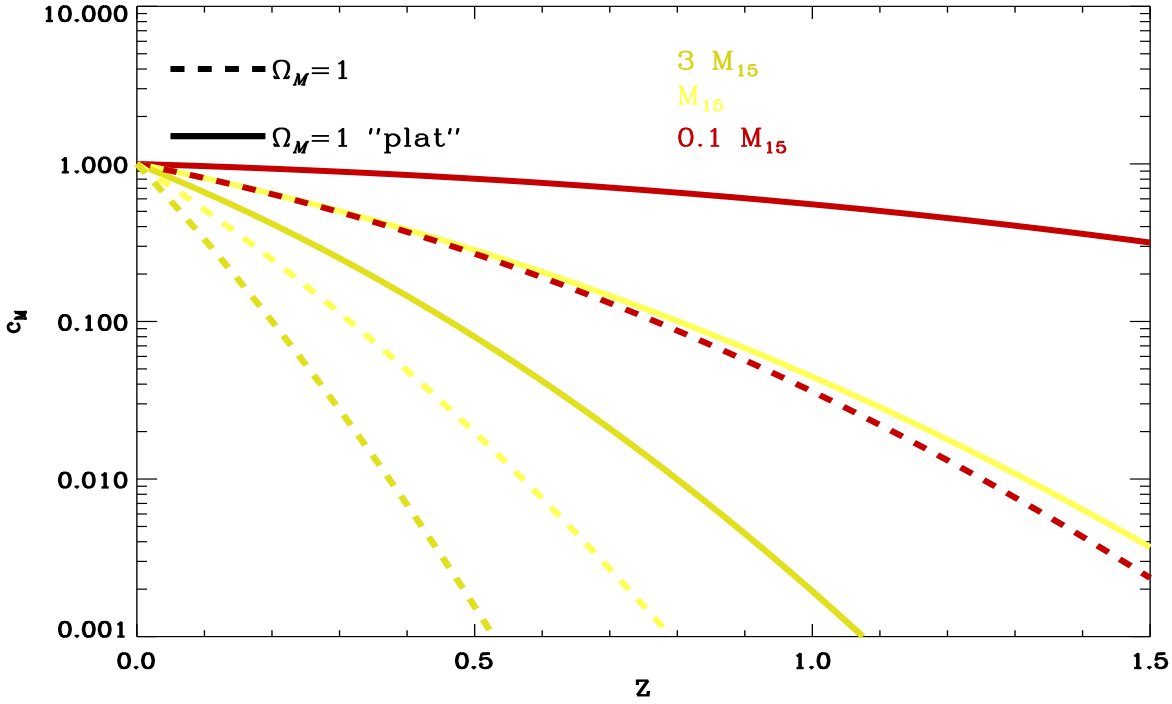


FIG. 1.12 – *Evolution en redshift relative de la fonction de masse des amas, pour deux différents modèles cosmologiques (Einstein-De Sitter en pointillés et "Λ-CDM "plat" en trait plein) et pour trois masses caractéristiques : 0.1 × M_{15} en rouge, M_{15} en jaune et 3 × M_{15} en vert (ces masses correspondent grossièrement à des amas de 2, 5 et 10 keV). $M_{15} \equiv 10^{15} \times M_\odot$*

une classe d'objets "chandelles standard". Ce test est d'autre part extrêmement puissant puisque sa sensibilité au paramètre Ω_M est exponentielle [151]. Cependant l'application de ce test nécessite une très bonne connaissance des amas de galaxies et de leur formation... La suite de ce manuscrit détaille l'application de ce test à différents échantillons d'amas observés en rayons X.

1.3.5 Evolution de la fraction de baryons dans les amas

Un autre test global consiste à étudier la fraction de baryons présents dans les amas de galaxies locaux. La taille des amas en fait, a priori, de bons échantillons représentatifs de la composition de l'Univers dans son ensemble. La fraction de baryons est supposée universelle et égale au rapport entre la densité baryonique de l'Univers et la densité totale de matière. Ainsi la fraction de baryons mesurée dans les amas, en effectuant le rapport entre la masse de gaz et la masse totale, ajoutée à la mesure de la fraction baryonique universelle (par la nucléosynthèse primordiale Ω_{bbn}) permet une mesure directe de la valeur de la densité de matière Ω_M [235]. Ceci est résumé par la relation :

$$f_b = \frac{\Omega_{bbn}}{\Omega_M} = \frac{M_{gaz}}{M_{tot}} \tag{1.66}$$

$$\Omega_M = \gamma^{-1} \frac{\Omega_{bbn}}{f_b} \tag{1.67}$$

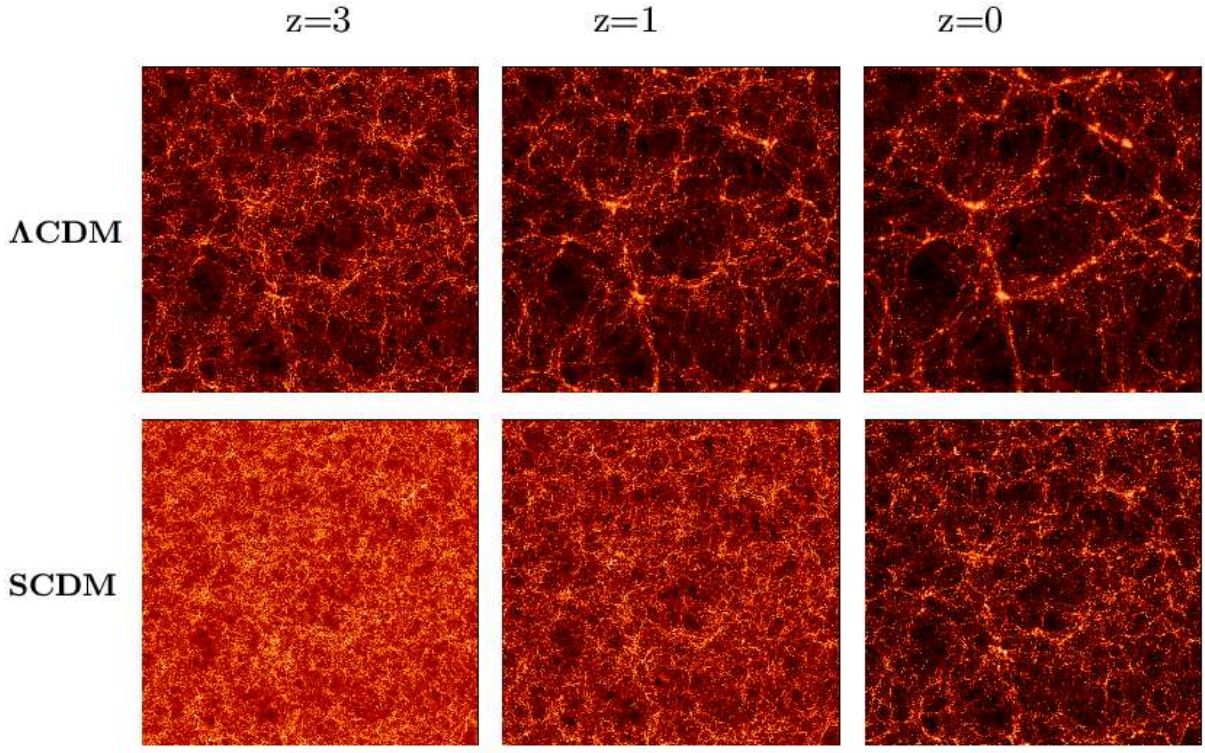


FIG. 1.13 – *Simulations numériques de formation de grandes structures pour différents modèles d'Univers (Consortium VIRGO, Joerg Colberg, [107]). Dans le modèle avec constante cosmologique, et donc faible densité de matière (en haut), les structures sont déjà formées depuis longtemps ($z \propto 3$) et n'évoluent plus aujourd'hui alors que le modèle avec forte densité de matière, et pas de constante cosmologique(en bas), montre des structures en formation à toute époque. Une forte évolution dans la population des amas pourra donc être interprétée comme le signe d'une densité de matière élevée.*

où f_b est la fraction de baryon mesurée dans les amas par le rapport entre la masse de gaz et la masse totale et γ est un facteur correctif qui peut avoir plusieurs origines. Historiquement ce facteur est observé dans les résultats des simulations numériques : le rapport de la masse totale des amas et de leur masse de gaz dévie légèrement du rapport de la densité de matière totale à la densité de matière baryonique et dans ce cas le facteur correctif est de l'ordre de 0.92 [85]. D'autre part, l'observation dans les amas de zones de surdensité ("clumps") chaudes dont la luminosité est élevée a pour effet d'augmenter la luminosité globale et ainsi la masse totale peut-être légèrement surestimée. Ces deux effets opposés ont tendance à se compenser et finalement l'identification des deux rapports est une bonne approximation : cette méthode permet une mesure fiable de Ω_M. R. Sadat et A. Blanchard ont appliqué ce test en 1993 [194] et concluent que le modèle $\Omega_M = 1.$ ne peut être rejetté par cette analyse.

Un second test, qui utilise également la mesure de la fraction de baryons dans les amas de galaxies, a été proposé par S. Sasaki (1996 [199]). Ce test est fondé sur l'argument d'auto-similarité des structures selon lequel la fraction de baryons est universelle et indépendante du redshift ou des propriétés de l'amas (température, distance au centre). Il consiste à calculer la distribution des baryons dans différents modèles d'Univers et de tester l'évolution de cette distribution entre la population

Méthode	Paramètres contraints
Nucleosynthèse primordiale	$\Omega_b h^2$
CMB (FDC)	$\Omega_\Lambda + \Omega_M$, $\Omega_M h^2$, $\Omega_b h^2$, $\sigma_8\ e^{-\tau}$, n, t_0
Supernovae Ia (diagramme de Hubble)	$3\Omega_\Lambda - 4\Omega_M$
Relevés de galaxies	$b\sigma_8$, Γ
Mesures de vitesses de galaxies	$\Omega_M^{0.6}/b$
Abondance des amas locaux	$\sigma_8\Omega_M^{0.6}$, Γ
Evolution des amas	$\Omega_M\ \sigma_8\ (\Gamma)$
"weak lensing"	$\sigma_8\Omega_M^{0.6}$, Γ
Fraction de baryons dans les amas (locaux)	Ω_b/Ω_M
Evolution de la fraction de baryon	Ω_M (plat)
Absorptions sur les spectres de quasars loibtains	σ_8, $\Gamma\ \Omega_b h^2$
Cepheids, effet SZ, images multiples de quasars	h

TAB. 1.1 – *Différentes méthodes de détermination des paramètres cosmologiques.*

locale et une population distante. Ce test s'appuie d'une part sur le fait que la masse des amas, ainsi que leur contenu en baryons, peut être estimée à partir des observations X jusqu'à de grandes distances ; d'autre part sur l'hypothèse que les amas sont représentatifs du contenu global de l'Univers. Si une évolution est décelée cela veut dire que le modèle sous-jacent n'est pas le bon... Les amas observés dans le cadre du "XMM-Newton Ω-Project" ont permis d'essayer d'appliquer ce test à un échantillon d'amas de redshift moyen $z \sim 0.55$ et de mettre en évidence des subtilités qui compliquent un peu ce travail ; j'en donne les résultats au chapitre 5.

Ces différents "test cosmologiques" sont résumés dans la table 1.1. La suite de ce manuscrit présente les propriétés des amas de galaxies observés dans différentes longueurs d'ondes et en rayons X en particulier, ainsi qu'une présentation de l'échantillon local qui permet de déterminer les relations d'échelle et de normaliser les prédictions des modèles.

Chapitre 2

Les amas de galaxies : propriétés et observations

Bien plus massifs que l'ensemble des galaxies qui le composent (de quelques unes à plusieurs centaines), un amas est une formidable concentration de gaz et de matière sombre. Les amas présentent une structure très étendue, leur diamètre est de l'ordre du Megaparsecs, soit environ 10^{25}cm, avec une masse de l'ordre de 10^{48}g soit $\sim 10^{15}$ fois la masse solaire. G.O. Abell, par la constitution d'un catalogue d'amas en 1958, développa l'étude systématique de ces structures. Les exemples les mieux connus sont évidemment les amas les plus proches comme ceux de Virgo, de Coma ou encore de Persée. Ce n'est qu'en 1966 qu'une émission X est détectée en provenance de la région centrale de Virgo où se situe la galaxie M87. Les observations confirment que les amas de galaxies sont bien des sources étendues de rayons X dont la luminosité ($10^{43} - 10^{45}$ erg.s^{-1}) ne varie pas avec le temps [72]. On soupçonne dès lors le bremsstrahlung thermique d'un gaz ionisé très chaud (de l'ordre de 10^8 K) et peu dense (de l'ordre de 10^{-3} atomes.cm^{-3}) d'être à l'origine de cette émission X. La découverte, en 1976, de la raie du fer (à 7 keV) dans les spectres du gaz X confirme l'origine principalement thermique de l'émission X [140]. L'abondance observée dans le gaz étant semblable à celle observée dans les étoiles, Bahcall et al. (1977) [13] ont suggéré que les éléments lourds présents dans le gaz ont été éjectés par les premières générations d'étoiles qui composent les galaxies de l'amas. L'observation des amas a bien sûr débuté dans le domaine optique, et la première tâche fut de les recenser et de les cataloguer ; viennent ensuite des études plus détaillées, des mesures de vitesses des galaxies, par effet de lentille gravitationnelle, qui permettent de mieux comprendre la physique des amas et de l'environnement dans lequel ils se forment. Puis les développements techniques et théoriques ont permis l'étude des amas en radio, par l'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ) et en rayons X ; enfin, à partir des années 1990, l'étude statistique de la population d'amas est devenue possible grâce aux mesures de plus en plus conséquentes et à la constitution d'échantillons complets.

2.1 Les amas de galaxies dans le domaine optique

L'observation optique des amas de galaxies a permis de les classer selon leur morphologie, leur richesse (nombre de galaxies qu'ils abritent), leur redshift, et de mesurer certaines propriétés des galaxies (fonction de luminosité, distribution de

vitesse, distribution spatiale, taille, dynamique, etc...) ou de l'amas lui même. La découverte de l'effet de lentille gravitationnelle a permis une avancée formidable dans la compréhension des amas. C'est, à l'heure actuelle, le moyen le plus robuste (le moins biaisé) pour estimer leur masse totale, mais la précision atteinte est encore faible. Les estimations de masse obtenues par conversion de la température du gaz X (cf. section 2.3) sont plus précises mais moins directes.

2.1.1 Mesure de masse et matière noire

Ce sont les observations optiques qui ont révélé l'épineux problème de la masse cachée dans les amas : Zwicky (1933) [238] et Smith (1936) [205] furent les premiers à calculer la masse d'un amas de galaxies. Ils trouvèrent une masse très supérieure à celle obtenue en sommant les masses des galaxies observées dans l'amas (environ 400 fois plus, ce qui est loin de la mesure actuelle mais très significatif). Si l'amas est bien une structure "virialisée" (c'est-à-dire en équilibre viriel entre l'énergie cinétique des galaxies et l'énergie gravitationnelle de l'amas), une limite pour sa masse vient de la condition de liaison : E=T+W où E est l'énergie totale, T l'énergie cinétique et W l'énergie potentielle de gravitation. Du théorème du Viriel découle une limite plus forte, obtenue en considérant le système stationnaire. Dans ce cas on obtient : W=-2T et E=-T. La masse est obtenue en appliquant le théorème du viriel :

$$M_{tot} = \frac{R_G < v^2 >}{G} \tag{2.1}$$

où R_G est le rayon gravitationnel, $< v^2 >$ la dispersion des vitesses moyenne qui peut être reliée à la dispersion des vitesses radiales par $< v^2 >= 3\sigma_r^2$. Ceci signifie simplement que les galaxies, avec leurs vitesses propres, sont piégées dans le puits de potentiel du halo de matière noire, gravitationnellement liées au sein de l'amas. Il y a donc en quelque sorte compétition entre les vitesses des galaxies et le puits de potentiel gravitationnel. Ces mesures confirment qualitativement la découverte de Zwicky : la masse totale observée ne compte que pour 10% de la masse de l'amas. Ou encore, 90% de la masse des amas n'est pas lumineuse (ce résultat est compatible avec les résultats sur l'étude des courbes de rotation des galaxies). Une grande partie de la masse de l'Univers n'est donc pas visible en optique. Le gaz émetteur en X contribue pour partie à la masse de l'amas mais il reste de la masse invisible : la matière noire.

2.1.2 Rapport M/L et Ω_M

Le moyen classiquement mis en œuvre pour contraindre la valeur de la densité de matière de l'Univers avec les amas de galaxies utilise la mesure du rapport entre la masse estimée et la luminosité totale d'un amas : M/L. Le principe de base pour estimer la densité de matière de l'Univers, ρ_m, est d'écrire la relation : $\rho_m = \rho_L \times M/L$, où , ρ_L est la densité lumineuse. L'application de cette relation nécessite une bonne connaissance de la luminosité moyenne de l'Univers. Celle-ci est estimée grâce à l'étude des grands relevés de galaxies comme le SLOAN ou le 2dF. Cette relation exprime une équivalence entre le rapport masse-luminosité mesuré dans les amas et le rapport densité de matière-densité de lumière moyen de l'Univers. Cette équivalence s'appuie sur le fait que les amas sont les plus grandes structures de l'Univers et qu'ils représentent donc bien sa composition globale. Mais

cette méthode implique tout de même une extrapolation d'un facteur de l'ordre 10^5; en effet, le volume occupé par les amas ne représente que 10^{-5} fois le volume total de l'Univers. De plus la mesure du rapport M/L souffre encore de nombreuses incertitudes comme par exemple des effets de projection de galaxies d'arrière plan que l'on peut alors confondre avec des galaxies de l'amas ou des comportements qui dépendent du type de galaxies étudiées.

2.1.3 Mesure de masse par effet de lentille gravitationnelle

"Strong Lensing", "Weak Lensing" et "cosmic shear"

L'effet de "déformation gravitationnelle", prédit par la théorie de la relativité générale d'Einstein, est observé depuis la fameuse expérience d'Eddington lors de l'éclipse solaire de 1919. Depuis, cet effet a également été observé à plus grande échelle : celles des galaxies (Cf thèse de Marceau Limousin [127]) et amas de galaxies. La première détection de cet effet dans l'amas A370 à été obtenue par une équipe de l'Observatoire Midi-Pyrénées (Soucail et al. 1987 [206]) : cette observation est présentée figure 2.1. La masse importante des amas de galaxies en fait de bonnes lentilles gravitationnelles. La courbure locale induite par cette grande masse est telle que la lumière issue de galaxies lointaines est déformée et amplifiée, nous permettant ainsi d'observer des objets inaccessibles autrement. On distingue plusieurs effets différents : le "strong lensing", effet observé proche du centre de l'amas, avec une forte amplification qui a pour effet de former de grands arcs gravitationnels et le "weak lensing" dont l'effet, loin de l'amas, ne se voit qu'en moyennant les orientations des images de galaxies autour de l'amas (cf. figure 2.2). Ce dernier permet d'étudier statistiquement les déformations dues à la présence d'un amas jusqu'à de grandes distances de celui-ci : typiquement jusqu'à environ deux fois le rayon viriel.

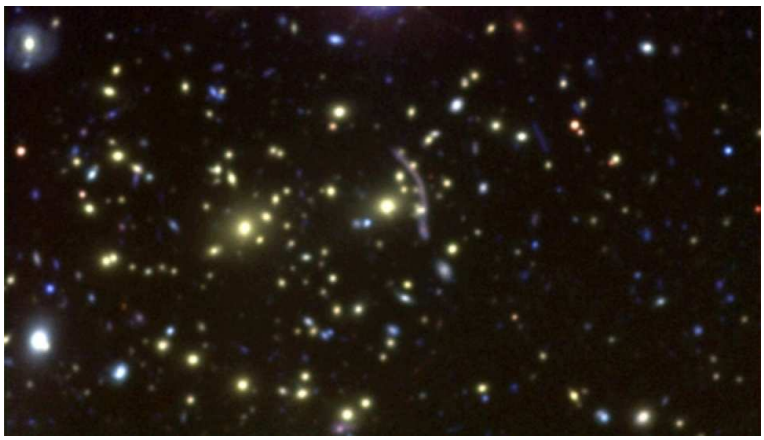


FIG. 2.1 – *Abell 370 : première découverte de l'effet de lentille gravitationnelle dans les amas [206].*

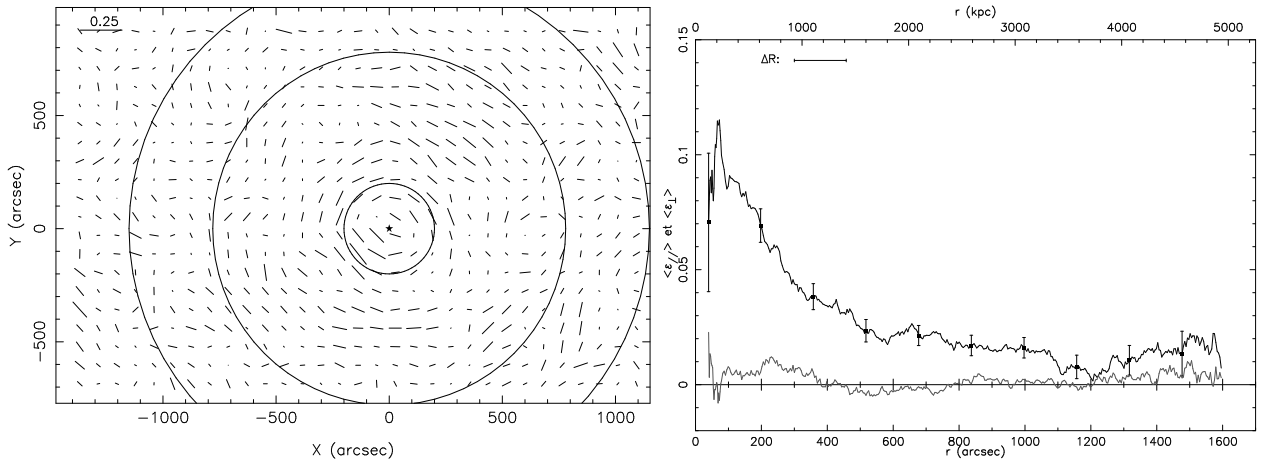


FIG. 2.2 – *A gauche : carte de cisaillement induit par l'amas Abell 1689, l'étoile représente le centre visuel de l'amas et les trois cercles représentent respectivement les rayons à 200, 780 et 1200 secondes d'arc. Chaque segment est une estimation du cisaillement local (mesuré dans une boite de 80 secondes d'arc). A droite : moyennes des composantes tangentielles (noir) et radiales (gris) en fonction de la distance au centre de l'amas Abell 1689 (Cf thèse Sébastien Bardeau [14]).*

Contraintes cosmologiques

L'étude des amas de galaxies par l'effet de lentille gravitationnelle permet de contraindre leur masse et donc d'appliquer les méthodes classiques de détermination des paramètres cosmologiques, par exemple par la méthode M/L. "L'équation des lentilles", reliant la position angulaire de l'image (θi) à celle de la source (θs) en présence d'un puits de potentiel Φ (projeté) s'écrit :

$$\theta s = \theta i - \frac{2D_{LS}}{c^2 D_{OS} D_{OL}} \nabla_\theta \Phi(\theta i), \tag{2.2}$$

où D_{OL}, D_{OS} et D_{LS} représentent respectivement les distances angulaires Observateur/Lentille, Observateur/Source et Lentille/Source telles que : $D_{OL} \equiv D_A(z_L)$, $D_{OS} \equiv D_A(z_S)$ et $D_{LS} \equiv D_A(z_L, z_S)$ (cf. chapitre 1 section 1.1.3). Ces distances dépendent du décalage spectral de la source et de la lentille, et des paramètres cosmologiques (Cf 1.1.3). Des méthodes purement géométriques ont été développées pour contraindre les paramètres cosmologiques. En effet les observations permettent de contraindre le rapport des distances angulaires mais l'équation 2.2 requiert également une bonne connaissance de la distribution de masse dans l'amas déflecteur. Les résultats obtenus par cette méthode sont encore peu précis.

Des méthodes statistiques existent également pour contraindre la valeur des paramètres cosmologiques : il s'agit de la méthode du cisaillement cosmique ("cosmic shear") et de l'analyse statistique d'images gravitationnelles multiples. La première consiste à étudier les faibles déformations dues à la présence de structures à grande échelle (LSS). Ces déformations ont été détectées pour la première fois dans l'amas Cl0024 par Bonnet et al. en 1994 [31]. L'observation de cet effet jusqu'à de grandes distances permet d'apporter des contraintes sur la valeur des paramètres cosmologiques et, en particulier, de la distribution de la matière à très grande échelle. C'est une méthode très directe qui permet la mesure du spectre de puissance des fluctuations de densité le long de la ligne de visée; ainsi cette méthode donne accès

aux paramètres fondamentaux de la formation des structures, en particulier Ω_M et σ_8. Concrêtement, la variance du cisaillement cosmique est reliée aux paramètres cosmologiques et au redshift de la source par (dans le cas d'un spectre de puissance CDM) :

$$< \gamma^2 >^{1/2} \propto \sigma_8 \Omega_M^{0.75} z_s^{0.75}.$$

Au début des années 2000, différents groupes ont publié des résultats de cette méthode mais pas encore de mesures précises des paramètres cosmologiques. Plus récemment (Van Waerbeke et al., 2002 [219]) proposent une analyse globale en maximum de vraisemblance menée sur les données VIRMOS. La contrainte obtenue par cette méthode (en supposant un spectre CDM strict et la connaissance du décalage des sources) est de la forme :

$$\sigma_8 \Omega_M^{0.49-(0.24\pm0.18)\Omega_M} = 0.57 \pm 0.04.$$

C'est une contrainte directe et très robuste, qui se présente sous la même forme que celle obtenue par l'étude de la population des amas en rayons X. Une comparaison des valeurs de σ_8 obtenues par différentes méthodes est fournie au chapitre 5, table 5.2. La nouvelle génération d'instruments (comme MEGACAM à Hawaii) devrait permettre d'étendre cette méthode à un plus grand jeu de données et peut-être de briser la dégénérescence qui existe entre Ω_M et σ_8 [219]. Très récemment, Van Waerbeke et al. (2004) [220] ont étudié plus en détail les systématiques liées à leur analyse et concluent à un effet sensible, qui diminue la valeur de σ_8 d'environ 10% ; ces résultats sont encore compatibles avec un Univers dominé par la matière.

2.2 Les amas en radio : l'effet Sunyaev-Zel'dovich

Une émission radio est parfois associée aux amas (depuis Mills, 1960, et Van Den Bergh, 1961) : il s'agit d'une émission synchrotron due à l'interaction d'une population non-thermique d'électron relativistes avec un champ magnétique. Mais une part importante de l'émission radio est souvent associée à des galaxies centrales dominantes. Je ne développerai pas cet effet ici car il est peu propice aux études cosmologiques. Désormais, les observations des amas de galaxies dans le domaine des ondes radio se font surtout par l'effet Sunyaev Zel'dovich que je décris maintenant. L'effet Sunyaev Zel'dovich (SZ) n'est pas directement une émission radio : il s'agit en fait de la distorsion du spectre du CMB par le gaz chaud intra-amas : les photons issus du CMB (T_{CMB}=2.728 K) subissent une diffusion Compton inverse par les électrons du gaz intra-amas ($T_e \simeq 10^7 K$). La diffusion Compton conservant le nombre de photons, il y a transfert d'énergie des électrons vers les photons. Une partie de ces derniers gagnent de l'énergie dans ce processus. On observe donc une diminution du nombre de photons de basse énergie et un surpeuplement de la zone de fréquence comprise entre 250 et 1000 GHz. Il en résulte une signature spectrale bien spécifique (montrée figure 2.2), unique et indépendante du redshift : c'est l'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ). Cet effet dépend en fait uniquement du rapport Δ T/T_{CMB} (avec Δ T=$T_e - T_{CMB}$). En fait, la variation de fréquence des photons s'opère selon deux processus distincts, l'un étant le simple effet Doppler lorsque l'amas est en mouvement par rapport au CMB (2.3) :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \propto \frac{v}{c} \tag{2.3}$$

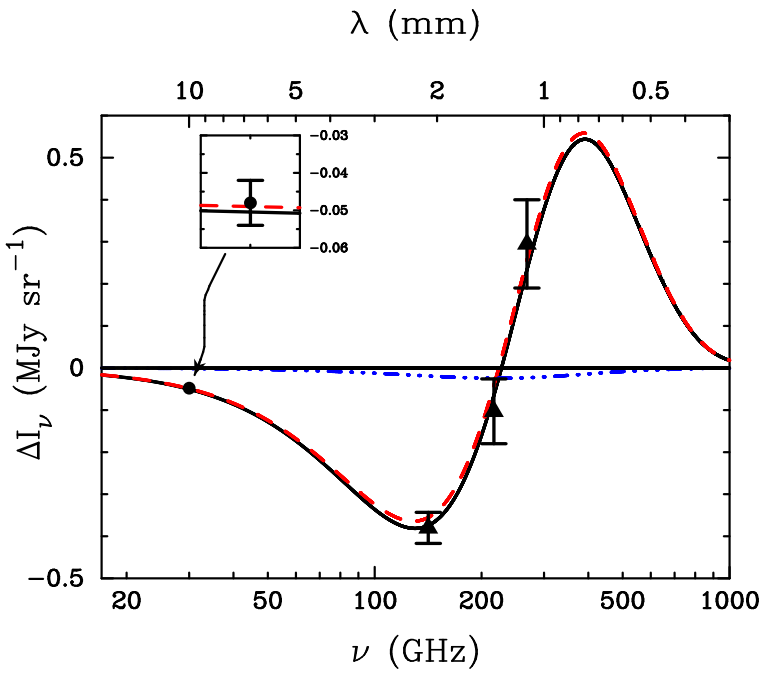


FIG. 2.3 – *Signature spectrale de l'effet SZ [40] : cas de A2163, avec les données de BIMA (28.5 GHz [?]), DIABOLO (140 GHz [57]), SuZIE (140, 218 et 270 GHz [102]). La ligne continue représente la combinaison des meilleurs ajustements de l'effet SZ cinétique (point-pointillés) et thermique (pointillés).*

Le second effet est thermique, c'est le transfert d'énergie des électrons vers les photons :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \propto \frac{k(T_e - T_{CMB})}{m_e c^2} \tag{2.4}$$

En pratique, l'effet cinétique (Doppler) vient "polluer" l'effet thermique et le signal SZ observé est la somme de ces deux contributions. Cependant, ces deux effets peuvent être distingués par leur dépendance en fréquence : l'effet thermique a une signature bien définie tandis que l'effet cinétique produit des fluctuations indistinguables de celles observées dans le FDC. De plus, l'amplitude de l'effet cinétique est environ cent fois plus faible que celle de l'effet thermique. Les calculs suivants ne tiennent donc pas compte de l'effet cinétique. La distorsion Compton est formalisée par le paramètre de comptonisation "y" défini par :

$$y = \int \frac{kT_e}{mc^2} n_e \sigma_T dl \tag{2.5}$$

à T constant, y est proportionnel à la profondeur optique : $\tau = \int \sigma_T n_e dl$, où σ_T est la section efficace de diffusion Thomson, n_e la densité électronique et l la longueur parcourue sur la ligne de visée. Les valeurs de ces paramètres dans les amas sont typiquement de l'ordre de : $\sigma_T = 6.65\ 10^{-25}\ cm^2$, $n_e = 10^{-3} cm^{-3}$ et $l \propto 1$ Mpc. Ainsi, la profondeur optique est de l'ordre de 2.10^{-3} (et donc $y \propto 4.10^{-5}$ pour une température de 10 keV); et une fraction τ_T des photons radio émis derrière le gaz sera diffusée lors de son passage dans l'amas [198]. Ce paramètre de comptonisation est proportionnel au rapport $\Delta T/T_{CMB}$ ou $\Delta I_\nu/I_\nu$ que fournissent les observations. Le flux SZ[1] total produit par un amas est l'intégrale de la brillance de surface

1. Le flux SZ correspond à une variation du flux du CMB dû à l'effet SZ

sur l'angle solide sous-tendu par l'amas, la brillance de surface angulaire SZ[2] est obtenue par le produit du paramètre y par une fonction de la fréquence : $j(x)$. On obtient alors :

$$S_\nu = j(x) \int_\Omega \frac{kT_e}{mc^2} n_e \sigma_T d\Omega \tag{2.6}$$

L'unité de mesure du flux SZ est le milli Jansky (1 mJy correspondant à 10^{-26} erg.s^{-1}.cm^{-2}.Hz^{-1}). j(x) représente la dépendance fréquentielle de la distorsion SZ. Elle a la forme suivante [18] [20] [21] :

$$j(x) = 2\frac{(kT_{CMB})^3}{(h_p c)^2} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \left[\frac{x}{tanh(x/2)} - 4 \right] \tag{2.7}$$

où h_p est la constante de Planck, et $x = h_p\nu / kT_{CMB}$ la fréquence adimensionnalisée. Cette intégrale sur l'angle solide peut se transformer en intégrale sur le volume comouvant de l'amas :

$$S_\nu = j(x) D_\theta^{-2}(z) \int dV \frac{kT(M,z)}{mc^2} n_e(M,z) \sigma_T \tag{2.8}$$

On remarque que le flux total SZ ne dépend que de la quantité de gaz et de l'énergie thermique des particules. C'est une différence essentielle avec l'émission X qui dépend fortement de la distribution du gaz. Une particularité notable de l'effet SZ est l'indépendance du paramètre y vis-à-vis du redshift. Je reprends cette propriété et je présente les prédictions de comptages par l'effet SZ à la fin du chapitre 5, section 5.7.

Une bonne connaissance de l'effet SZ permet non seulement de sonder les amas à très grand redshift, puisque l'amplitude de cet effet en est indépendante, mais également de mieux comprendre les anisotropies secondaires du CMB (dont cet effet est l'une des causes). La très faible amplitude du signal SZ le rend particulièrement ardu à observer : typiquement le signal attendu est de l'ordre de 10^{-4} en $\Delta T/T$ à la température moyenne du CMB. Cependant des détections de l'effet SZ ont déjà été effectuées pour des amas proches (résolus) et brillants tel que Abell 2163 (fig. 2.4). L'évolution de la sensibilité des détecteurs permettra bientôt la détection de centaines d'amas par l'effet SZ. Ceci en fera un puissant outil d'exploration des amas à grand redshift, ce qui est nécessaire pour mieux contraindre les paramètres cosmologiques. En particulier, les détecteurs de l'observatoire Planck sont optimisés pour détecter cet effet sur la carte du Fond Diffus Cosmologique. L'indépendance de l'effet SZ vis-à-vis du redshift permet d'observer les amas à très grande distance ($z > 1$) mais sans information sur leur redshift : il est donc utile d'observer les mêmes amas en optique ou en rayons X (en spectroscopie) si l'on souhaite étudier leur distribution en redshift ! Par contre nous verrons dans le chapitre 5 section (5.7) que le test basé sur la distribution intégrée des amas est tout à fait applicable aux observations SZ et sa mise en oeuvre n'attend plus que les résultats du satellite PLANCK qui devrait observer plusieurs milliers de sources SZ non-résolues (1000 à 10000 amas selon la cosmologie sous jacente).

2. c'est-à-dire la variation de brillance de surface induite par l'effet SZ

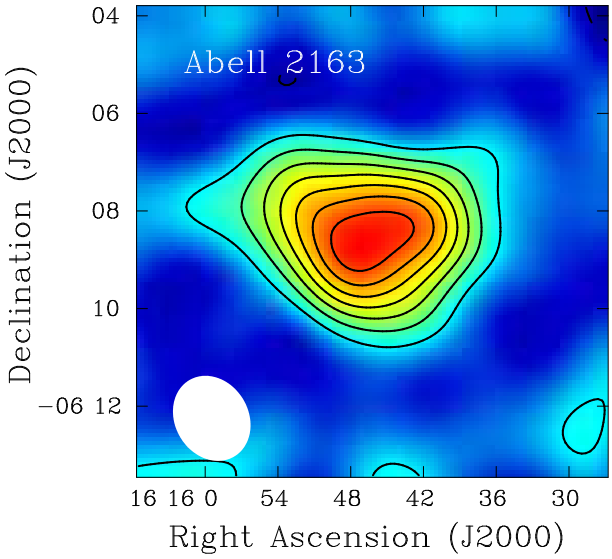


FIG. 2.4 – *Exemple d'observation SZ de l'amas massif Abell 2163 [40]*

2.3 Les amas de galaxies dans le domaine des rayons X : observables et relations d'auto-similarité

La première détection de rayons X dans un amas a ouvert un nouveau champ d'investigation. Il fallut alors concevoir des engins permettant de s'affranchir de l'absorption par l'atmosphère terrestre, d'abord avec des ballons sondes, des fusées puis les premiers satellites dans les années 70. Des 1966, la première émission X extragalactique a été observée autour de M87 (au centre de l'amas Virgo) par Bryan et al. (1966) [39] et Bradt et al. (1967) [34] avec des observations faites par une fusée. Mais ces observations sont extrêmement complexes à réaliser et requièrent les toutes dernières technologies. Le premier satellite UHURU ouvrit la porte aux sondages ("surveys") et permit un début de compréhension de l'émission X des amas. Il a permis de découvrir que l'émission des amas ($L \sim 10^{43-45}$ erg.s^{-1}) est étendue (Kellag et al. 1972, Forman et al. 1972) et stationnaire (Elvis, 1976). Une première interprétation de cette émission est donnée : il s'agit d'un rayonnement thermique de freinage (bremsstrahlung) du gaz intra-amas très chaud ($\sim 10^8$ K) et très peu dense (10^{-3} atome.cm^{-3}). La masse du gaz émetteur est de l'ordre de la masse additionnée de toute la matière lumineuse des galaxies qui composent l'amas (étoiles et gaz). En 1976, avec la découverte d'une raie d'émission du fer à 7 keV dans le gaz intra-amas, l'émission de type thermique est confirmée dans l'amas de Persée (Mitchell et al. 1976 [140]) et dans ceux de Coma et Virgo (Serlemitsos et al. 1977 [201]). De plus l'abondance mesurée dans le gaz intra-amas est du même ordre que celle des étoiles, ce qui laisse penser que le fer observé dans le gaz a été éjecté par les étoiles (Bahcall & Sarazin 1977 [13]). Un pas a été franchi lors du lancement du satellite "Einstein (HEAO-2)" (1978) qui, pour la première fois, était capable de focaliser les photons X. En effet les principales difficultés liées à l'observation en X sont d'une part la capacité des détecteurs à focaliser les rayons et d'autre part la capacité à détecter les signaux de différentes énergies. Les générations suivantes de satellites (ASCA, ROSAT, Chandra et XMM) apportent chacune leur contribution et leur progrès à cette quête de la précision (spatiale et en énergie). Récemment,

le satellite XMM-Newton a même permis la détection d'un filament de matière de température $T_X \sim 2$ keV dans le champ de l'amas Abell 85 (Durret et al., 2003 [61]) et de Coma (Finoguenov et al., 2003 [81]). Un tel filament aurait également été détecté à $z = 0.55$ autour d'un amas du catalogue MACS (Ebeling et al., 2004 [66]).

Une partie des observations utilisées dans la suite de ce travail viennent du télescope de l'Agence Spatiale Européenne XMM-Newton. Le nom de cette mission vient d'un hommage à Sir Isaac Newton et de sa constitution : "X-Ray Multi Mirror". Sa précision de pointage est d'une seconde d'arc. Il dispose de trois imageurs EPIC (European Photon Imaging Cameras), deux de technologie MOS (Metal-Oxyde Semiconducteur) et un PN (à jonction p-n); de deux spectromètres RGS (Reflection Grating Spectrometers) échelonnés en longueur d'onde de 1 à 120 nm (soit de 0.1 à 12 keV). Il dispose également d'un télescope optique et ultra-violet OM (Optical Monitor) de diamètre 30 cm et d'un détecteur de particules solaires et de la ceinture de radiation terrestre. Son orbite est très elliptique avec un périgée à 7000 km et une apogée à 114000 km. Elle est décrite en 48h et le temps disponible pour l'observation est d'environ 40 h par semaine. Je donne, dans le chapitre 3, une description plus détaillée de l'instrument et la série d'observations effectuées avec XMM-Newton dans le cadre d'une collaboration internationale (XMM-Newton Ω project) dont le PI est Jim Bartlett. Mais avant de décrire ces observations, intéressons-nous aux propriétés des amas de galaxies observés en rayons X.

2.3.1 Emission X

L'émission X peut être représentée, suivant le processus physique qui la produit, par une loi de puissance (processus Compton inverse) ou par une loi exponentielle (bremsstrahlung). Le gaz piégé entre les galaxies d'un amas est très chaud ($\sim 10^{7-8}$ K) et très peu dense ($\sim 10^{-3}$ atome.cm^{-3}). Le rayonnement de freinage des électrons, le "bremsstrahlung", est un processus à deux corps qui produit une émissivité proportionnelle au carré de la densité du gaz : les électrons libres diffusent sur les particules chargées du gaz ionisé. En intégrant le processus sur une distribution Maxwellienne de vitesses, on obtient l'expression de l'émissivité X à la fréquence ν, ϵ_ν :

$$\epsilon_\nu = \frac{dL}{d\nu dV} \propto \quad g(h\nu,T) n_g^2 T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} \tag{2.9}$$

où n_g est la densité du gaz, T sa température et $g(h\nu,T)$ le facteur de Gaunt, de l'ordre de 1 et très peu dépendant de la température et de la fréquence. L'émissivité X bolométrique s'écrit alors :

$$\epsilon_{bol} = \int_0^\infty \epsilon_\nu d\nu = K' n_g^2 T^{1/2} (\mathrm{erg.s^{-1}.cm^{-3}}) \tag{2.10}$$

D'où on déduit la luminosité bolométrique :

$$L_{bol} = \int_V \epsilon_{bol}(r) d^3 r \tag{2.11}$$

Remarque : de par la constitution des détecteurs, les observations X se réalisent toujours dans une certaine gamme d'énergie. Dans ce cas on définit la luminosité dans la bande d'observation par :

$$L_{bande} = \int_V \epsilon_{bande}(r) d^3r \propto n_g^2 R^3 T_X^{1/2} g \left(e^{-\frac{E_1}{kT_X}} - e^{-\frac{E_2}{kT_X}} \right) \tag{2.12}$$

Où E_1 et E_2 sont les limites de la gamme d'énergie. Dans la suite, les différentes conversions de flux ou de luminosité d'une bande à une autre seront effectuées par l'intermédiaire d'un code de modélisation spectral de type "Raymond-Smith" [180] [3]. Le flux reçu par un instrument dans sa bande d'observation s'exprime par :

$$f_X = L_{bande}/(4\pi D_L^2) \tag{2.13}$$

f_X étant une observable directe, on obtient la luminosité dans la bande par cette relation. La mesure de la température du gaz X des amas est devenue possible grâce à l'arrivée d'instruments "spectro-imageur" tels qu'XMM-Newton. La température est alors obtenue par ajustement du spectre d'émission du gaz intra-amas. Grâce également à la qualité grandissante des détecteurs et, en particulier, leur bonne précision spatiale, on est désormais capable de résoudre les profils d'émission X, c'est-à-dire la quantité d'émission en fonction du rayon. Ce profil d'émission est généralement bien reproduit par celui d'un gaz distribué selon le modèle-β, défini par la relation 2.14, on obtient alors la densité du gaz en fonction de rayon normalisé au rayon de cœur :

$$n_g(r) = n_0 \frac{1}{(1 - (r/r_c)^2)^{3\beta/2}} \tag{2.14}$$

où r_c est le rayon de cœur du gaz X, zone qui renferme la majorité du gaz émetteur. Le rayon de cœur est plus petit que le rayon viriel : $r_c \propto 250\mathbf{kpc}$ ($h = 0.5$).

2.3.2 Relations d'échelles

Comme nous l'avons vu, le paramètre fondamental pour l'étude de la distribution des amas est la masse. Or, celle-ci n'est pas directement observable... C'est pourquoi il est nécessaire de relier la masse des amas à d'autres quantités physiques qui, elles, sont observables (dispersion des vitesses, température X, luminosité X). L'étude du milieu intra-amas (MIA) et sa modélisation numérique a permis de déterminer des relations reliant ces différentes quantités : les relations d'échelle ($M-T$ et $L-T$). Celle-ci sont directement déduites des propriétés d'auto-similarité décrites dans le chapitre 1 section 1.2.8. Les amas sont composés majoritairement de matière noire ($\sim 80\%$), de matière lumineuse en optique (étoiles et galaxies pour $\sim 5\%$) et la masse restante est occupée par du gaz très chaud (10^7 keV) et très peu dense ($\sim 10^{-3}$ cm^{-3}) qui émet du rayonnement X. L'émission X est directement reliée à la luminosité bolométrique et à la température de l'amas. Ces quantités sont à leur tour reliées à la masse recherchée.

Relation Masse-Température $M - T$

En supposant que les seuls processus capables de chauffer le MIA sont les chocs dus à l'effondrement gravitationnel jusqu'à l'équilibre viriel on obtient une simple relation de proportionnalité issue de l'expression de l'énergie thermique du gaz en équilibre isotherme :

$$kT_X = \frac{G\mu m_P M_v}{3\beta R_v} \tag{2.15}$$

3. Le spectre de Raymond-Smith est une modélisation du spectre émis par un plasma chaud ($\sim 10^5 \leq T \leq 10^8$), optiquement mince pour des longueurs d'ondes inférieures à 200 $\AA$ [180].

$A_{TM}h^{2/3}$	Référence	Commentaires
~ 4 keV	Bryan & Norman 98	Simulation hydrodynamique
~ 6.5 keV	Markevitch 98	observations + hypothèse d'équilibre hydrodynamique

TAB. 2.1 – *Résultats extrêmes sur la normalisation de la relation M-T*

où R_v est le rayon viriel de la distribution de masse ($R_v \sim (M/\rho)^{1/3} \sim M^{1/3}(1+z)^{-1}$). La densité du gaz de l'amas est le produit du contraste de densité par la densité moyenne de l'Univers :

$$\rho_v = (1 + \Delta(\Omega_M,\Omega_\Lambda,z))\bar{\rho}(z) \tag{2.16}$$

où $\Delta(\Omega_M,\Omega_\Lambda,z)$ est le rapport entre la densité moyenne à l'intérieur du rayon viriel et la densité moyenne de l'Univers à l'époque considérée (c-à-d au décalage spectral z). ($\Delta = 18\pi^2 \simeq 178$ pour $\Omega_m = 1$, les autres modèles sont étudiés en annexe). Ainsi, et grâce à l'expression ??, on déduit la relation entre la température du gaz X et la masse M au rayon viriel :

$$T_X \propto M/R_v \propto M^{2/3}(1+z) \tag{2.17}$$

Cette forme générale reproduit de manière satisfaisante les résultats de simulations numériques et d'observations (cf figure 2.5). Dans la pratique, cette relation est normalisée soit numériquement ([36] [21] [152]), soit par des observations ([133]), on obtient alors :

$$T = A_{TM}h^{2/3}\Omega_0^{1/3}\left(\frac{\Delta(\Omega_0,z)}{178}\right)^{1/3} M_{15}^{2/3}(1+z) \tag{2.18}$$

pour $h = 0.5$ et $M_{15} \equiv M/10^{15}$ masses solaires. Différentes valeurs ont été publiées pour cette normalisation, avec une dispersion des résultats de l'ordre de 50% (Cf tableau (2.1) recapitulatif des normalisations extrêmes de $M-T$). D'autre part cette relation entre la masse virielle et la température X des amas peut être affectée par d'autres effets thermodynamiques du gaz tels que du refroidissement ou du réchauffement d'origine non thermique.

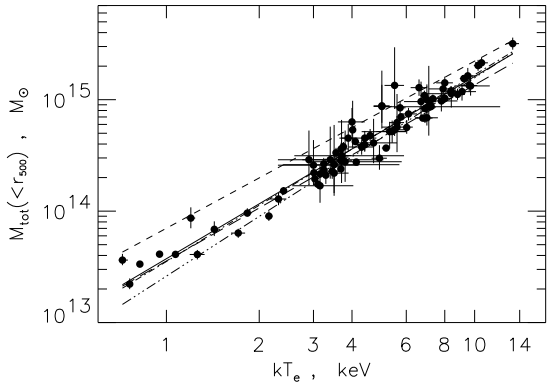


FIG. 2.5 – *Relation masse-température à partir de l'échantillon Highflucs [80] [183]*

Des efforts sont fournis récemment pour tenter d'inclure ce genre d'effets dans les simulations numériques mais ceci est loin d'être une tâche facile. Des résultats préliminaires des études menées par A. Da Silva [51] et Muanwong [142] montrent que l'on peut s'attendre à de légères déviations aux lois d'auto-similarité si l'on considère d'autres effets que ceux uniquement dûs à l'effondrement gravitationnel de la matière noire froide...

D'autre part, un travail récent de A. Blanchard et M. Douspis [28] montre que la relation masse-température peut être déterminée par un argument "d'auto-consistance" selon le modèle cosmologique. Ce travail est fondé sur les propriétés de la fraction de baryons, celle-ci peut-être estimée globalement (par la nucléosynthèse primordiale) et dans les amas de galaxies, dont la composition en baryons est supposée représentative de la fraction baryonique universelle : $f_b = M_{gaz}/M_{tot} \equiv \Omega_b/\Omega_M$. Ainsi, pour une température donnée, on peut calculer la masse totale de l'amas en fonction de la cosmologie. On obtient alors la normalisation de la relation $M-T$, A_{TM} en fonction du paramètre Ω_M. La figure 2.6 montre cette dépendance qui peut être ajustée par la relation :

$$A_{TM} \sim 5.4\Omega_M^{-0.76} \pm 10\% \ (en\ h_{100}), \tag{2.19}$$

Dans les modélisations que j'ai effectuées (Cf chapitre 5), j'utilise la relation $M-T$

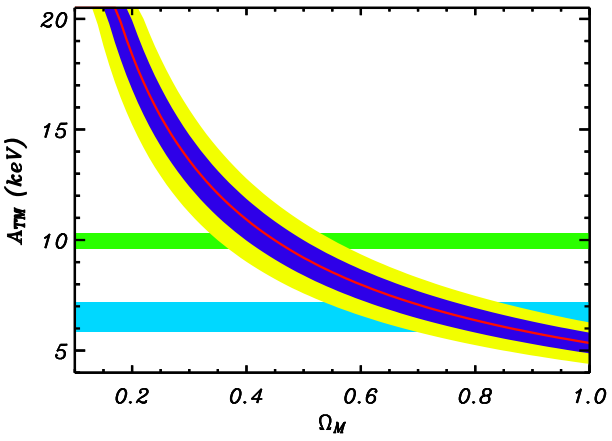


FIG. 2.6 – *Correlation entre le coefficient de normalisation de $M-T$ et Ω_M [28].*

pour convertir le seuil d'intégration en température en seuil de masse pour calculer la fonction de masse et le nombre d'amas intégrés. J'y compare les résultats obtenus pour les valeurs extrêmes de la normalisation publiées dans la littérature (pour quantifier l'incertitude résultante sur les comptages d'amas) et je présente les résultats obtenus en incluant la relation 2.19 qui dépend de la cosmologie.

Relation Masse-Luminosité

Certains auteurs étudient la relation entre la masse (virielle) et la luminosité des amas. A priori, cette relation permet une détermination directe de la masse à partir de la luminosité X qui est observable. La luminosité d'un amas est l'intégrale sur le volume de la densité de gaz au carré multipliée par la racine carrée de la

température :

$$L_X \propto \int dV {n_g}^2 T^{1/2} \propto f_g M < n_g T^{1/2} >_{\rm p} . \tag{2.20}$$

La seconde relation introduit la fraction massique de gaz de l'amas – f_g – et la quantité $< n_g T^{1/2} >_{\rm p} \equiv (1/M) \int dV n_g (n_g T^{1/2})$ *moyennée sur l'ensemble des particules*, où n_g est le profil de densité du gaz. Cette expression fournit une relation entre la luminosité X de l'amas et la masse virielle de gaz de l'amas. Appliquer cette relation nécessite une modélisation correcte de la quantité $< n_g T^{1/2} >_{\rm p}$, qui dépend essentiellement de la densité du gaz. La densité de gaz est très fortement concentrée dans le cœur de l'amas dans lequel ont lieu des réactions physiques complexes telles que du réchauffement dû aux chocs et du refroidissement encore mal connu (Da Silva 2001 [51], Muanwong 2002 [142]). Il faut donc prendre cette relation avec précautions car la masse, dans ce cas, représente plutôt la masse du cœur de l'amas alors que la masse déduite de la température représente mieux l'amas dans sa globalité. C'est l'une des raisons qui nous pousse à utiliser la fonction de température plutôt que la fonction de luminosité pour caractériser la population des amas et étudier son évolution.

Relation Luminosité-Température

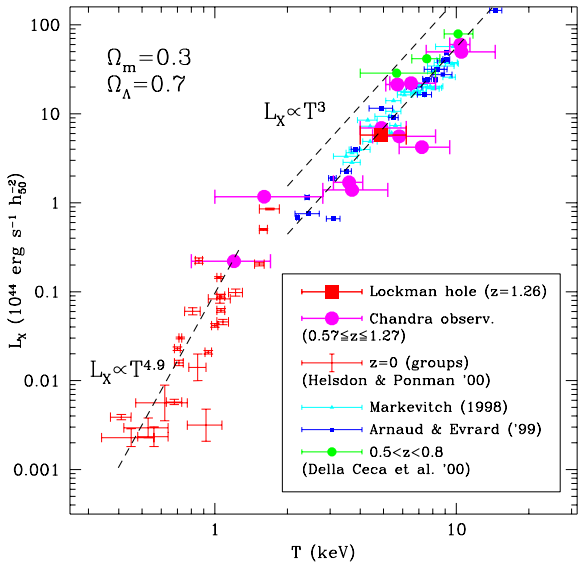


FIG. 2.7 – *Relation Luminosité-Température issue de différents travaux sur les amas et les groupes [193]. Un changement de pente est très clair pour les halos de température inférieure à 2 keV.*

En combinant les arguments d'auto-similarité :

$$\begin{cases} L_X \propto M n_g T^{1/2} \\ \\ T \propto M^{2/3} (1+z) \end{cases} \tag{2.21}$$

et avec la dépendance en redshift de la densité ($n_g \propto (1+z)^3$), on obtient une relation

entre la luminosité X et la température des amas :

$$L_X \propto M^{4/3}(1+z)^{7/2} \propto T^2(1+z)^{3/2} \tag{2.22}$$

Une corrélation entre la luminosité et la température du gaz X des amas est effectivement observée. La figure 2.7 en montre un exemple et présente le changement de pente observé pour les groupes de faible température. L'imagerie X des amas fournit directement une carte de la distribution du gaz chaud dans l'amas et la spectroscopie fournit sa température. Cependant cette relation souffre encore de nombreuses incertitudes : la théorie prévoit que la luminosité soit proportionnelle au carré de la température (β=2 dans l'équation 2.23) alors que la relation empirique a une pente β de l'ordre de 3.

$$L_{44} = L_{bol}/(10^{44}\mathrm{erg.s^{-1}cm^{-2}}) = AT^{\beta}_{\mathrm{keV}} \tag{2.23}$$

De plus, selon les auteurs, la constante de normalisation et la pente de cette loi diffèrent. Il existe en effet plusieurs moyens pour déterminer la relation $L_X - T_X$ que je présente dans l'étude détaillée de l'échantillon local (section 2.4). La description générale, en terme de fonction de distribution, fournit le nombre d'amas avec une température comprise entre T et $T + dT$ et une luminosité bolométrique dans la gamme L, $L + dL$: $dN = \Phi(T,L)dLdT$. La luminosité moyenne pour des amas de température fixée T est alors définie par :

$$L(T) = \int_0^{+\infty} L\Phi(T,L)dL$$

De la même manière on peut définir une température moyenne pour des amas de luminosité L fixée par :

$$T(L) = \int_0^{+\infty} T\Phi(T,L)dT$$

Généralement la relation $L(T)$ (parfois $T(L)$) est ajustée par une loi de puissance. Mais lorsqu'on dispose d'un échantillon sélectionné en flux, on peut obtenir des relations différentes pour les corrélation $T(L)$ et $L(T)$, ce qui révèle un biais dans la méthode d'estimation. Ainsi, ajuster la relation $L(T)$ à partir d'un échantillon dont la fonction de sélection n'est pas bien caractérisée peut mener à des résultats biaisés. Je présente dans la section suivante l'étude détaillée d'un échantillon local que j'ai construit à partir de la base de données BAX sur les amas X développée à l'Observatoire Midi-Pyrénées (Sadat et al. [195]). J'aborde la détermination des fonctions de luminosité et de température pour cet échantillon que je compare à d'autres travaux similaires ainsi que deux manières de mesurer la corrélation entre la luminosité et la température des amas de l'échantillon et une étude de la dispersion de cette relation.

Une autre question est longuement débattue dans la littérature : cette relation $L-T$ évolue-t-elle avec le redshift (par rapport aux relations d'auto-similarité) ? Les données du satellite XMM-Newton, que je présente dans le chapitre suivant, ont permis d'apporter de nouveaux éléments de réponse.

2.4 Etude de la population locale

L'étude des relations entre les propriétés physiques des amas nécessite la constitution d'un "échantillon local flux limité complet" : le seul que l'on sache reproduire

par la modélisation. De plus, cet échantillon local est fondamental pour la comparaison avec les propriétés des échantillons lointains. Paradoxalement la constitution d'un échantillon flux limité local complet n'est pas aisé. Pour constituer cet échantillon, j'ai pris comme point de départ, le travail de Reiprich & Böhringer (2002) [183]. Ces auteurs ont publié un échantillon limité en flux, HIFLUGCS, dans lequel les amas locaux les plus brillants sont sélectionnés à partir du "ROSAT All-Sky Survey" ; il comporte 63 amas dont le flux (dans la bande [0.1-2.4 keV]) est supérieur à 2×10^{-11} erg s^{-1}cm^{-2} et avec une latitude galactique $|b_{\rm II}| > 20^{\rm o}$. A partir des critères de sélection de cet échantillon j'ai interrogé la base de données sur les amas X : BAX, développée au Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse [195]. En effectuant des requêtes particulières, la base fournit toutes les données publiées sur les amas correspondant aux critères sélectionnés. Tout d'abord je demande à la base les données publiées sur tous les amas dont le flux est supérieur à 2.2×10^{-11} erg.s^{-1}.cm^{-2} dans la bande ROSAT [0.1-2.4] keV et situés hors du plan galactique avec : $|b_{\rm II}| > 20^{\rm o}$. Par cette requête on obtient 67 amas avec pour chacun environ 10 mesures différentes (de flux et/ou de température). La légère différence dans le flux limite choisi est justifié par la complétude de l'échantillon avec mesure de température ; en effet, si on choisit un seuil à 2×10^{-11} erg.s^{-1}.cm^{-2} on obtient 76 amas mais 13 d'entre-eux n'ont pas de mesure de température.

Si on s'intéresse maintenant uniquement aux amas pour lesquels il existe une mesure de température, on obtient 57 réponses; si, enfin, on ne s'intéresse qu'aux amas dont la température mesurée est plus grande que 2 keV (limite admise entre les amas et les groupes) on obtient 50 amas. Il s'agit ensuite de choisir dans le fichier de résultats les mesures fournissant l'échantillon le plus homogène possible et avec les mêmes critères que ceux appliqués à grand redshift. Pour cela j'ai du choisir un certain nombre de critères de sélection dont le premier est fondé sur le type d'instrument utilisé. J'ai choisi, dans la mesure du possible, de sélectionner les températures mesurées avec le satellite ROSAT ou ASCA car la plupart des observations d'amas distants sont effectuées avec ces mêmes satellites. Je choisis ensuite, dans les études les plus récentes, le maximum d'amas traités par la même équipe, pour éviter des biais dus à des traitements différents. J'exclus systématiquement les mesures avec correction de "Cooling-Flows" pour éviter un biais lors de la comparaison aux simulations numériques dans lesquelles ces corrections ne sont pas appliquées. On obtient finalement un échantillon sélectionné en flux de 52 amas locaux (redshift moyen $z \sim 0.05$), présenté dans la table 2.2, dont les températures sont celles mesurées par White et al. (2000) [236]. Ces températures sont en bon accord avec celles de l'échantillon utilisé par Blanchard et al. 2000 [25] (cf figure 2.8 droite). Cependant, celles mesurées par Ikebe et al. (2002) [104] présentent une légère déviation vers les hautes températures : elles sont légèrement inférieures (cf figure 2.8 gauche). Il est néanmoins important de souligner que le traitement spectral d'Ikebe et al. (2002) est différent des autres et prend en compte l'effet des "coolings flows"; en fait, dans ce cas, les spectres d'amas sont ajustés par un modèle à deux composantes de température différentes.

La différence de 2 amas par rapport au résultat de la requête de BAX est expliqué dans le traitement des cas particuliers (en annexe). En comparant simplement le nombre d'amas issus de BAX (sans requête de température) et celui de l'échantillon final on peut légitimement se poser la question de la complétude... En effet sur les 67 amas répertoriés, on ne sélectionne que ceux dont il existe une mesure de température, on peut donc se demander où sont les 10 amas dont la

température n'a pas été mesurée ? Ceux-ci sont également traités en cas particuliers (cf. annexe 4), la plupart d'entre-eux ont une température plus petite que 2 keV ou ont une émission largement dominée par une galaxie CD centrale.

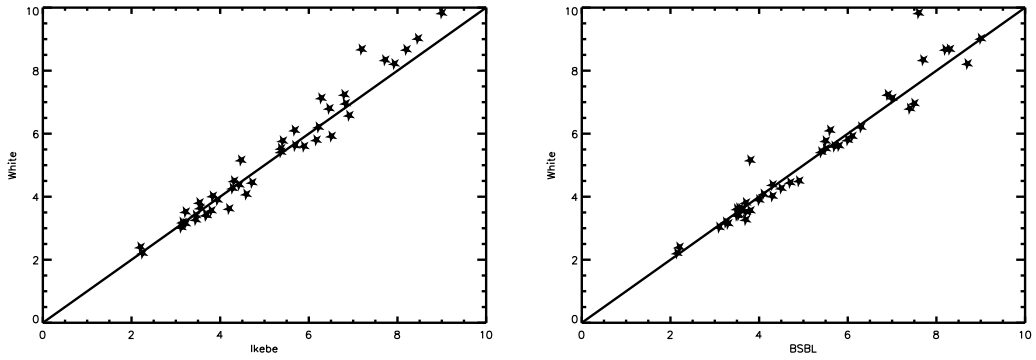


FIG. 2.8 – *Comparaison des températures mesurées entre l'échantillon de White et al. [236] avec celui d'Ikebe et al. [104](à gauche) et avec celui de Blanchard et al. 2000 [25] (à droite). Les températures mesurées par Ikebe et al. semblent être un peu plus faibles que les autres mesures pour les amas massifs.*

2.4.1 Estimation de la fonction de Luminosité X locale : XLF

La fonction de luminosité des amas de galaxies représente le nombre d'amas par unité de volume comouvant et par unité de luminosité (en fait par tranches de luminosités). La figure 2.9 présente une compilation des différents résultats sur la XLF locale [193].

L'estimation de la fonction de luminosité $\Phi(L)$ à partir d'un échantillon flux limité d'amas est assez directe, moyennant une bonne caractérisation de la fonction de sélection. Le nombre d'amas observé dans l'échantillon $\mathcal{N}$ dont la luminosité est comprise entre L et $L + \Delta L$ est une réalisation d'un processus de Poisson de valeur moyenne $\phi(L)V(L)\Delta L$, où $V(L)$ est le volume de recherche d'un objet de luminosité L. Si l'échantillon est strictement flux limité, $V(L)$ est le volume maximal correspondant à la distance maximale à laquelle l'amas de luminosité L peut être détecté. Dans le cas d'une fonction de sélection plus compliquée $s(z)$, $V(L)$ peut être calculé par l'intégrale :

$$V(L) = \int_0^{+\infty} s(z) dV(z)$$

$\mathcal{N}/V(L)$ est alors un estimateur non biaisé de $\phi(L)\Delta L$ et on obtient la relation :

$$\phi(L)\Delta L \equiv \mathcal{N}/V(L) = \sum 1/V$$

où le symbole $\equiv$ signifie "estimateur" et où la sommation porte sur tous les amas de l'échantillon. Ceci fournit un estimateur de la fonction de luminosité :

$$\phi(> L) \equiv \sum_{L_i \geq L} 1/V_{max}(L_i)$$

Nom	z	T_X[1]	L_X[2]	f_X[3]	Ref[4]
Virgo	0.0036	$2.4^{+0.01}_{-0.01}$	1	182.1	*1,3*
A3526	0.0103	$3.42^{+0.02}_{-0.02}$	1.22	27.1	*1,3*
A1060	0.0114	$3.19^{+0.03}_{-0.03}$	0.54	9.9	*1,3*
A262	0.0161	$2.21^{+0.03}_{-0.03}$	1.027	9.35	*1,3*
A3581	0.0214	$2.0^{+0.1}_{-0.1}$	0.65	3.34	*1,5*
A1367	0.0216	$3.64^{+0.1}_{-0.1}$	1.19	6.05	*1,3*
A1656	0.0232	$8.25^{+0.17}_{-0.17}$	7.81	34.43	*1,6*
A400	0.0240	$2.26^{+0.04}_{-0.04}$	0.68	2.78	*1,3*
MKW8	0.0270	$3.12^{+0.13}_{-0.14}$	0.78	2.52	*1,8*
A4038	0.0283	$3.15^{+0.03}_{-0.03}$	1.93	5.69	*1,3*
A2199	0.0302	$4.27^{+0.04}_{-0.04}$	4.11	10.64	*1,3*
A2634	0.0312	$3.27^{+0.07}_{-0.07}$	0.99	2.41	*1,3*
A496	0.0328	$4.08^{+0.04}_{-0.04}$	3.79	8.33	*1,3*
A2052	0.0348	$3.03^{+0.04}_{-0.04}$	2.42	4.71	*1,3*
Cl0336	0.0349	$3.07^{+0.27}_{-0.27}$	4.74	9.16	*9,9*
A2147	0.0351	$4.5^{+0.07}_{-0.07}$	2.87	5.52	*1,3*
A2063	0.0354	$3.52^{+0.09}_{-0.09}$	2.24	4.23	*1,3*
A0576	0.0381	$4.02^{+0.07}_{-0.7}$	1.85	3.01	*1,3*
0422–09	0.0390	$2.9^{+0.5}_{-0.4}$	1.99	3.08	*1,2*
A3571	0.0397	$7.24^{+0.09}_{-0.09}$	8.02	12.09	*1,3*
A2657	0.0404	$3.81^{+0.07}_{-0.07}$	1.75	2.53	*1,3*
A2589	0.0416	$3.7^{+0.6}_{-0.6}$	1.9	2.59	*1,4*
A119	0.044	$5.62^{+0.12}_{-0.12}$	3.31	4.05	*1,3*
MKW3s	0.045	$3.41^{+0.05}_{-0.05}$	2.83	3.29	*1,3*
A3558	0.048	$5.53^{+0.09}_{-0.09}$	6.53	6.72	*1,3*
A3376	0.0455	$4.38^{+0.13}_{-0.13}$	2.15	2.45	*1,3*
A1736	0.0461	$3.61^{+0.1}_{-0.1}$	3.18	3.54	*1,3*

nom	z	T_X[1]	L_X[2]	f_X[3]	Ref[4]
A1644	0.0474	$4.7^{+0.5}_{-0.5}$	3.83	4.03	*1,10*
A4059	0.046	$3.9^{+0.07}_{-0.07}$	2.84	3.17	*1,3*
A3562	0.0499	$5.16^{+0.16}_{-0.16}$	3.07	2.93	*1,3*
A85	0.0556	$5.92^{+0.11}_{-0.11}$	9.67	7.43	*1,3*
A3667	0.056	$7.13^{+0.14}_{-0.14}$	9.49	7.2	*1,3*
A754	0.0528	$9.83^{+0.27}_{-0.27}$	3.94	3.36	*1,3*
A780	0.0538	$3.56^{+0.05}_{-0.06}$	5.86	4.77	*1,3*
A3391	0.0531	$5.6^{+0.17}_{-0.17}$	2.64	2.22	*1,3*
S1101	0.058	$3.01^{+0.3}_{-0.3}$	3.55	2.48	*1,11*
A0970	0.059	$4.46^{+0.14}_{-0.15}$	4.09	2.78	*7,7*
A3158	0.059	$5.77^{+0.1}_{-0.05}$	5.56	3.79	*1,3*
A3266	0.0594	$8.34^{+.17}_{-0.16}$	8.59	5.81	*1,3*
A2256	0.0601	$6.96^{+0.11}_{-0.11}$	9.16	6.05	*1,3*
A1795	0.0616	$5.8^{+0.07}_{-0.07}$	10.02	6.27	*1,3*
A3112	0.075	$4.45^{+0.07}_{-0.07}$	7.38	3.10	*1,3*
A399	0.0715	$6.8^{+0.17}_{-0.17}$	6.97	3.25	*1,3*
A2065	0.0721	$5.42^{+0.13}_{-0.13}$	5.48	2.50	*1,3*
A401	0.0748	$8.68^{+0.17}_{-0.17}$	12.38	5.28	*1,3*
A2029	0.0767	$8.22^{+0.21}_{-0.21}$	17.11	6.94	*1,3*
A1651	0.086	$6.21^{+0.18}_{-0.17}$	7.89	2.54	*1,3*
A1650	0.0845	$6.11^{+0.15}_{-0.14}$	7.21	2.40	*1,3*
A2597	0.0852	$3.63^{+0.06}_{-0.06}$	6.83	2.21	*1,3*
A2142	0.0899	$9.02^{+0.32}_{-0.31}$	21.11	6.24	*1,3*
A478	0.09	$6.58^{+0.26}_{-0.25}$	17.51	5.15	*1,3*
A2204	0.152	$7.21^{+0.25}_{-0.25}$	26.6	2.75	*1,3*
A3395	0.051	$4.8^{+0.24}_{-0.24}$	3.16	2.955	*12,13*

[1] en keV
[2] en 10^{+44}erg.s^{-1} ($h = 0.5$)
[3] en 10^{-11}erg.s^{-1}.cm^{-2}
[4] la première référence est pour le flux, la seconde pour la température. La luminosité est calculée à partir des mesures de flux, du redshift et de la température.

TAB. 2.2 – *Luminosité dans la bande ROSAT 0.1–2.4 keV (h= 0.5), flux et températures.* **Ref**. *(1)* Reiprich et al., 2002 [183]; *(2)* Ebeling et al., 1998 [64]; *(3)* White 2000 [236]; *(4)* Arnaud & Evrard, 1999 [8]; *(5)* Johnstone et al., 1998 [113]; *(6)* Arnaud et al., 2001 [9]; *(7)* Lima Neto et al., 2003 [126]; *(8)* Hwang et al., 1998 [**?**]; *(9)* Finoguenov et al., 2001 [80]; *(10)* David et al., 1993 [52]; *(11)* Kaastra et al., 2004 [**?**]; *(12)* Markevitch, 1998 [133]; *(13)* Markevitch et al., 1998 [134];

où $V_{max}(L_i)$ est le volume comouvant maximum dans lequel un amas de luminosité

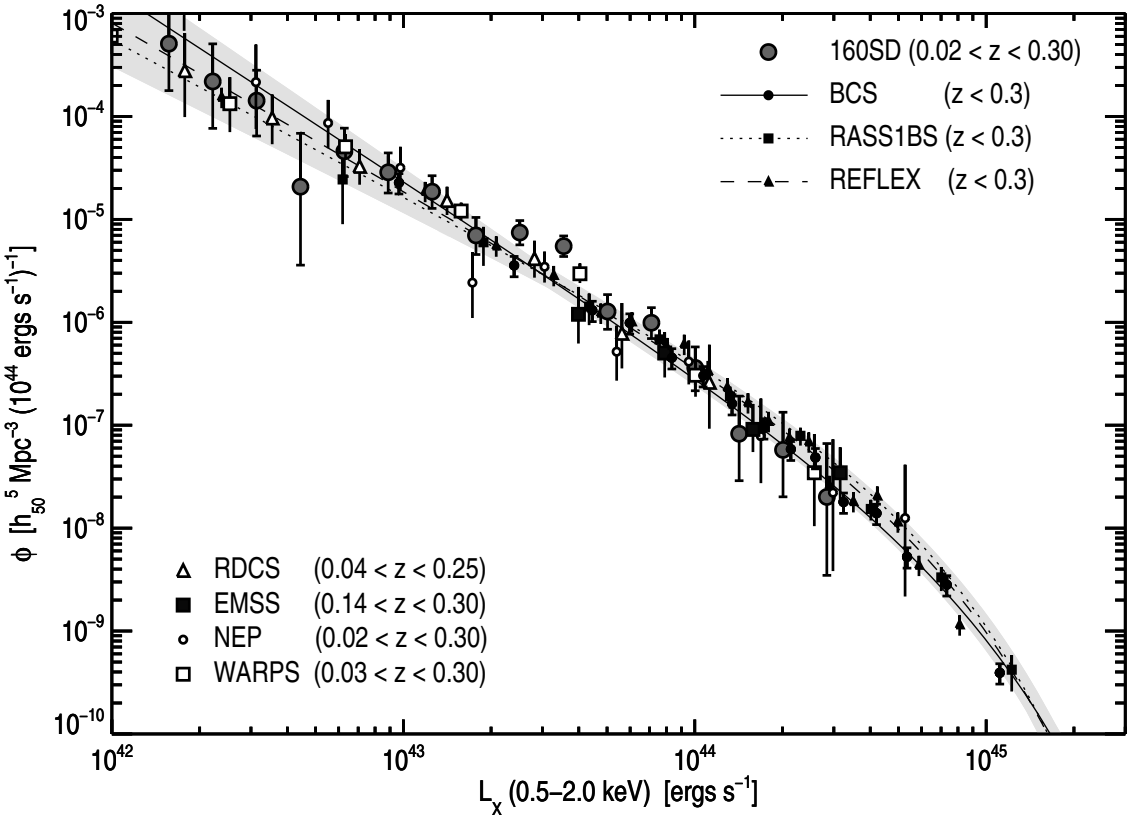


FIG. 2.9 – *Compilation de fonctions de luminosité locales (dans un modèle EdS) à partir des mesures de huit échantillons d'amas X flux limités : RDCS (Rosati et al. 1998), EMSS (Henry et al. 1992), NEP (Gioia et al.2001), WARPS (Jones et al. 2000b), BCS (Ebeling et al. 1997), RASS (De Grandi et al.1999b), REFLEX (Böhringher et al. 2002) et 160 SD (Vikhlinin et al. 1998a).*

L_i peut être détecté. La variance de cet estimateur est :

$$\sigma(>L)^2 = \sum_{L_i>L} \frac{1}{V_{max,i}^2} \tag{2.24}$$

Il est parfois utile de modéliser la fonction de luminosité par une fonction de Schechter :

$$\phi(L_X)dL_X = \phi^* \left(\frac{L_X}{L_X^*}\right)^{-\alpha} \exp\left(-L_X/L_X^*\right) \frac{dL_X}{L_X^*},$$

où L_X^* est la luminosité caractéristique des amas et ϕ^* est reliée directement à la densité spatiale des amas plus brillants que L_{min} : $n_0 = \int_{L_{min}}^{\infty} \phi(L)dL$. Dans la littérature la fonction de luminosité des amas X est souvent écrite :

$$\phi(L_{44}) = K \exp(-L_X/L_X^*) L_{44}^{-\alpha}$$

avec $L_{44} = L_X/10^{44}$ erg.s^{-1}. La normalisation K, exprimée en unité de $10^{-7}\mathrm{Mpc}^{-3}(10^{44}\mathrm{erg.s}^{-1})^{\alpha-1}$, est reliée à ϕ^* par : $\phi^* = K\,(L_X^*/10^{44})^{1-\alpha}$. La figure 2.10 montre la fonction de luminosité déduite de l'échantillon local (losanges) comparée à l'ajustement obtenu par H. Ebeling et al. (1998) [64].

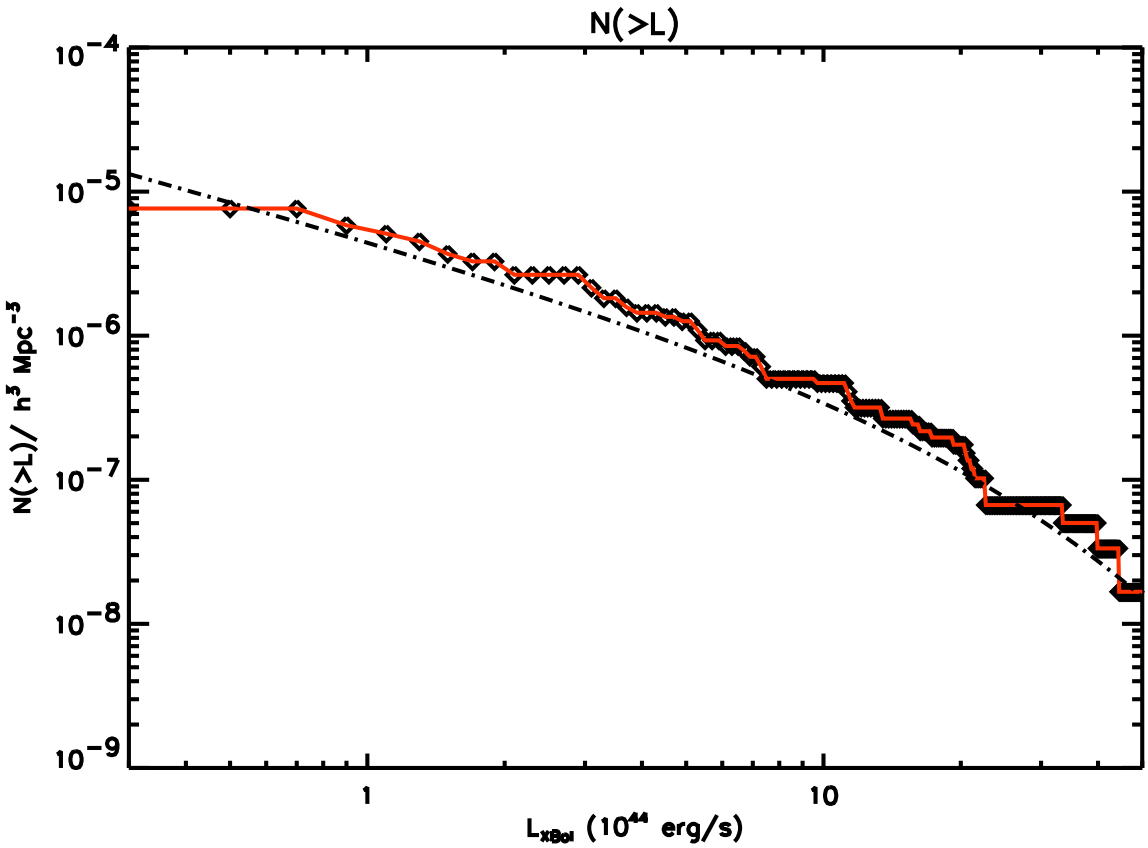


FIG. 2.10 – *Fonction de luminosité de l'échantillon local comparée à l'ajustement obtenu par Ebeling et al.(1998) [64]*

2.4.2 Estimation de la fonction de Température locale observée : TDF

La fonction de température des amas (TDF) est le nombre d'amas par unité de volume comouvant et par unité de température (en fait par intervalle de températures), dN/dT. Celle-ci est classiquement déterminée par la somme de tous les amas d'un échantillon avec un poids $1/V(T)$, où $V(T)$ est le volume comouvant maximum dans lequel un amas de température T peut être détecté. La TDF est usuellement présentée sous sa forme intégrée, $N(>T)$, où le nombre d'amas est intégré sur toutes les températures supérieures à un certain seuil. Plusieurs méthodes existent pour estimer cette fonction : on peut, par exemple, relier la fonction de luminosité précédente à l'estimateur de la fonction de température par l'intermédiaire de la relation luminosité-température :

$$N(T)\Delta T = \int_0^{+\infty} \phi(L,T)\Delta T dL \equiv \sum_i 1/V(T_i) \tag{2.25}$$

Cet estimateur est non-biaisé et tient compte de la dispersion de la relation luminosité-température. Mais il s'agit d'un cas idéal où l'échantillon n'est limité que par le flux de détection. En pratique, un échantillon est souvent limité également par un seuil de redshift, ce qui complique la fonction de sélection et biaise l'estimateur ainsi défini. Par exemple un amas très proche et trop faible pourrait échapper à l'échantillon et le volume correspondant serait nul (on ne pourrait clairement pas appliquer l'estimateur 2.25 dans ce cas). On peut cependant estimer la contribu-

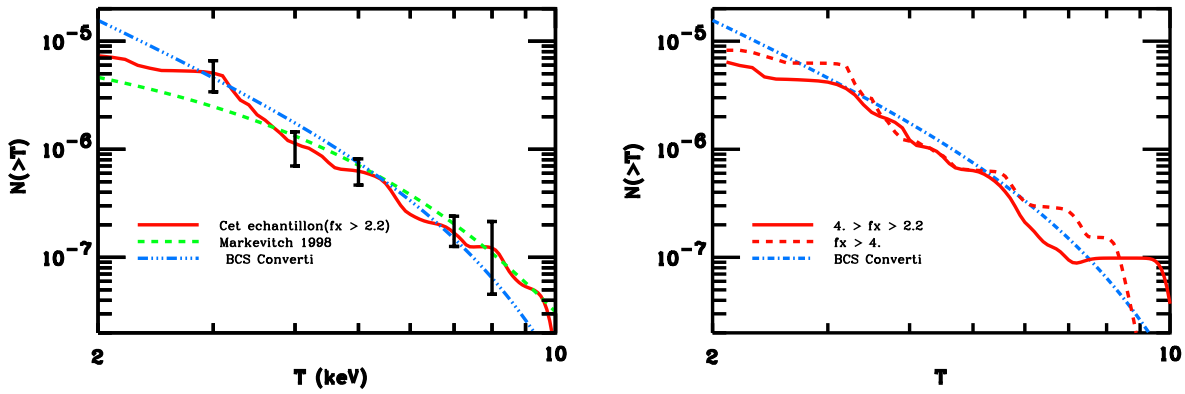


FIG. 2.11 – *A gauche : fonction de température intégrée déduite de l'échantillon local 2.2 (lignes continues rouges avec une version lissée). La ligne pointillée est la fonction de température issue de l'échantillon de Henry & Arnaud (1991 [94]) estimée avec l'équation 2.25. La ligne en tirets (verte) représente la conversion de la fonction de luminosité BCS [64]. Les barres d'erreurs représentent les intervalles de confiance à 68%. A droite : fonction de température pour des sous-échantillons sélectionnés en flux : f_X compris entre $2.2\times10^{-11} erg.s^{-1}.cm^{-2}$ et $4\times10^{-11} erg.s^{-1}.cm^{-2}$ en pointillés et $f_X > 4\times10^{-11} erg.s^{-1}.cm^{-2}$ en trait plein.*

tion de ces "amas manquants", moyennant une distribution de probabilité d'amas à une température donnée : $p(L|T)$. Le nombre d'amas observé est alors toujours une réalisation de processus de Poisson mais dont la moyenne est cette fois :

$$\begin{aligned} \int_0^{+\infty} \phi(L,T)\Delta T V(L) dL = & \int_0^{+\infty} N(T)\Delta T p(L|T) V(L) dL \\ = & N(T) \int_0^{+\infty} p(L|T)\Delta T V(L) dL \qquad (2.26) \\ = & N(T)\Delta T V_s(T) \qquad (2.27) \end{aligned}$$

où $V_s(T)$ est ainsi défini comme le volume effectif moyen par amas de température T dans l'échantillon. On obtient ainsi l'estimateur :

$$N(T)\Delta T \equiv \sum_i 1/V_s(T_i)$$

Cet estimateur a été utilisé de nombreuses fois dans le passé ([70] , [133], [96] [97]), mais il requiert une bonne connaissance de la relation $L-T$ et de la distribution de probabilité $p(L|T)$, ce qui, en pratique, n'est pas le cas ; le choix de la distribution $p(L|T)$ engendre un biais dans la mesure de la fonction de température.

La détermination de la fonction de température directement à partir des températures mesurées sera donc la méthode préférée dans la suite : $N(>T) = \sum_{T_i>T} 1/V(T_i)$ où $V(T_i)$ est le volume comouvant maximum dans lequel un amas de température T_i peut être détecté. Dans ce cas, un autre problème intervient : il concerne les erreurs sur les mesures de température. En effet, pour une distribution très "pentue" comme celle de la fonction de température des amas, une petite erreur de mesure sur les températures peut faire varier de manière conséquente la normalisation de la TDF. Une méthode bien adaptée pour prendre en compte cette dispersion est d'utiliser des simulations de Monte-Carlo pour reproduire les conditions d'observations de chaque amas ; une autre méthode, plus simple, consiste à construire un grand nombre de jeux de données (typiquement de l'ordre de

10^4) contenant un nombre d'amas légèrement différent que l'échantillon observé, pour tenir compte des fluctuations d'une loi de Poisson. Pour chacun des amas, la température est tirée de manière aléatoire selon une distribution gaussienne centrée sur la valeur observée. Cela revient à simuler un grand nombre de mesures pour le même échantillon. Une correction statistique moyenne, estimée par cette méthode de "bootstrap", est appliquée [222]. La prise en compte de cette dispersion dans les mesures de température a pour effet d'augmenter légèrement la valeur de la fonction de température ; ou encore, si on suppose que la température observée est la vraie, l'existence d'une incertitude sur cette mesure a pour effet de surestimer l'abondance des amas de cette température. Cependant une correction moyenne n'est pas la mieux adaptée pour résoudre ce problème puisque le volume de recherche des amas, et donc l'erreur sur la mesure, est très variable d'un amas à l'autre (les amas les plus faibles ont le poids $1/V$ le plus élevé).

Une autre possibilité pour résoudre ce problème est d'utiliser une approche Bayesienne [25] : il s'agit de supposer la fonction de distribution de température sous la forme $\mathbf{N(T)} \propto T^{-\alpha}$ (avec $\alpha \sim 5$) ; pour un amas observé à la température T_{Obs} avec une incertitude à 1σ ΔT_{Obs} ; on suppose que l'erreur suit une loi log-normale de dispersion σ (correspondant à ΔT_{Obs}). La probabilité que l'amas ait une température T sachant que la température mesurée est T_{Obs} est :

$$p(T|T_{Obs}) \propto N(T) \exp(-(\ln(T) - \ln(T_{Obs}))^2/2.\sigma^2) \tag{2.28}$$

Cette distibution est également log-normale de même dispersion mais dont la valeur la plus probable $\overline{T}$ a été légerement décalée par rapport à T_{Obs}:

$$\overline{T} = T_{Obs} \exp(-\alpha\sigma^2/2) \tag{2.29}$$

Cette relation rend compte du biais qui peut exister dans la détermination de l'abondance des amas sans inclure la dispersion sur les mesures de températures ; et non, comme on pourrait le penser (equation 2.29), d'un biais sur les mesures de température elles-mêmes.

On calcule donc la fonction de température des amas locaux en utilisant l'estimateur :

$$N(>T) \equiv \sum_{\overline{T}_i > T} 1/V(\overline{T}_i)$$

Où $\overline{T}_i$ est la température déterminée ci-dessus, incluant la correction bayesienne. Le résultat est présenté figure 2.11 (ligne continue), les barres d'erreur (à gauche) représentent l'estimation (à 68%) de l'incertitude sur la valeur de l'abondance des amas. Celle-ci est obtenue via la méthode du "bootstrap bayesien" [25] qui permet d'éviter un éventuel biais introduit par une méconnaissance de la relation $L - T$. On suppose alors que la distribution de l'estimateur $\tilde{N}(>T)$ pour une abondance donnée $N(>T)$ est de la forme :

$$D(\tilde{N})d\tilde{N} = d(\lambda)d\lambda \tag{2.30}$$

où $\lambda = \tilde{N}/N(>T)$. Le "bootstrap bayesien"consiste alors à reconstruire la fonction de distribution d à partir de 10^4 échantillons issus du catalogue original, avec une dispersion pour tenir compte du bruit de Poisson sur le nombre d'amas compté. Cette méthode est utilisée pour obtenir une estimation de la TDF locale $N(>T)$ ou plus exactement $N(>T_i) - N(>T_{i+1})$. Cette distribution, bien reproduite par une

$L = A_{LT}T^{\alpha}$		$T = A_{TL}L^{\gamma}$		
A_{LT}	α	A_{TL}	γ	ref
$10^{-0.99\pm0.29}$	2.7 ± 0.4	1.05± 0.25	0.265±0.035	Henry & Arnaud 1991
$10^{-0.95\pm0.08}$	2.62±0.10	2.95±0.28	0.30±0.05	Edge & Stewart 1991
$10^{-0.92\pm0.05}$	2.61±0.12	2.8±0.3	0.28 ± 0.01	Wu et al. 1999 (168)
$10^{-0.92\pm0.05}$	2.72±0.05	2.19±0.15	0.37±0.01	Wu et al. 1999 (142)
$10^{0.7\pm0.034}$	2.46±0.19	2.52±0.11	0.31±0.03	ce travail, pour L=A(T/4 keV)

TAB. 2.3 – *Différences entre les paramètres mesurés pour la relation $L-T$ et la relation $T-L$. Ces différences reflètent la difficulté d'obtenir un échantillon non-biaisé.*

loi de χ^2 [25], permet une bonne estimation des intervalles de confiance de notre estimateur de la TDF.

La fonction de température peut être ajustée par une loi de puissance de la forme : $dN/dT = AT^B$ Mpc^{-3} keV^{-1} ou sous sa forme intégrée : $N(>T) = AT^B exp(-T/\alpha)$. Les relations précédemment proposées sont par exemple [94] [25] :

$$\begin{cases} dN/dT = 2.25^{+1.}_{-0.6} \times 10^{-4} T^{-4.9\pm0.5} \mathrm{Mpc}^{-3}\mathrm{keV}^{-1} \\ et \\ N(>T) = 1.42 \times 10^{-6} \mathrm{h}^3\mathrm{Mpc}^{-3}(T/4\mathrm{keV})^{-1.6} \times \exp(-(T-4\mathrm{keV})/2.6) \end{cases} \quad (2.31)$$

2.4.3 Relation luminosité-température $L-T$ observée localement

La constitution du nouvel échantillon d'amas locaux permet de déterminer la valeur de la normalisation et de la pente de cette loi d'échelle ($L-T$), avec un simple ajustement d'une loi de puissance sur les données :

$$L_{44} = L_{bol}/10^{44}\mathrm{erg.s}^{-1}.\mathrm{cm}^{-2} = 6.\left(\frac{T}{4\mathrm{keV}}\right)^{2.46} \quad (2.32)$$

Mais cette détermination de la relation $L-T$ locale souffre de biais. En effet il s'agit d'un échantillon limité en flux c'est-à-dire en luminosité. L'échantillon ainsi sélectionné ne représente pas exactement la population globale (Cf 2.3.2). L'effet de cette sélection est clair et certainement responsable des différences obtenues pour les ajustements de $L-T$ et de $T-L$ (cf. table 2.3). De plus, le redshift moyen des amas de l'échantillon dépend légèrement de la luminosité (cf. figure 2.13) ce qui complique encore la détermination précise et non biaisée de la relation $L-T$.

2.4.4 Autre méthode de mesure de $L-T$

Je présente maintenant une nouvelle méthode de détermination de la relation $L-T$ locale, non plus en ajustant au mieux les données mais en accordant les fonctions de température et de luminosité locales. Une fois les fonctions de température et de luminosité locales déterminées, toutes deux directement issues des observations, on peut en principe chercher une relation entre la luminosité et la température pour

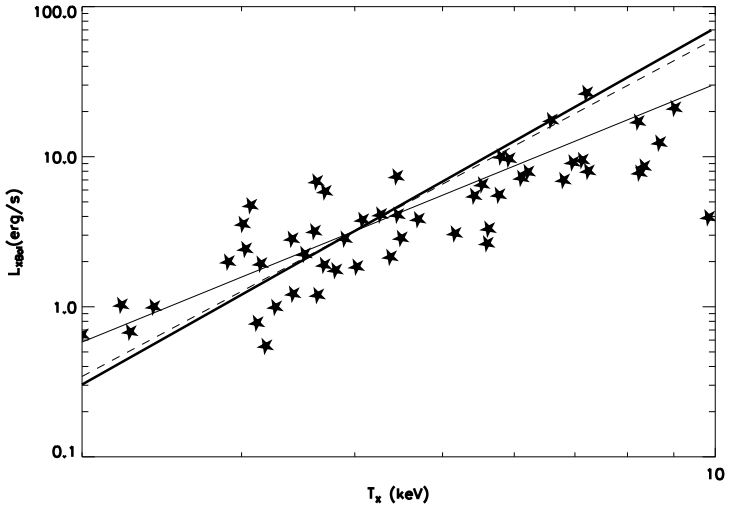


FIG. 2.12 – *Relation Luminosité-Température issue de l'échantillon local. Le meilleur ajustement direct des données est tracé en trait plein (fin), il correspond à une normalisation (à 4 keV)* $L = 0.16$ *et une pente* $\alpha = 2.46$*. On peut remarquer sur cette figure que d'autres relations L-T reproduisent également bien l'échantillon local. L'ajustement de la relation* $T - L$ *(au lieu de* $L - T$*) est représenté en pointillés (avec une pente de 3.22) et en gras, la relation* $L - T$ *obtenue en ajustant les résultats des fonctions de luminosité et de température locales.*

permettre de convertir la TDF en XLF et inversement.

$$\int_{L_s}^{\infty} N(L)dL \equiv \int_{T_s}^{\infty} N(T)dT \tag{2.33}$$

L_s et T_s étant reliées par la relation $L-T$. En pratique, l'intégration est faite jusqu'à 30 keV. J'ai donc effectué une analyse en maximum de vraisemblance sur les paramètres de la relation $L - T$ locale (L=$A_{LT}T^{\alpha}$) : "A_{LT}" la normalisation et "α" la pente. Pour cela j'ai calculé la fonction de température en utilisant la relation $L - T$ ainsi paramétrée puis j'ai cherché les meilleurs paramètres de la conversion pour reproduire la fonction de luminosité observée. Par cette méthode j'obtiens des contours de vraisemblance dans le plan (A_{LT}, α). La figure 2.14 présente ce résultat. La relation $L - T$ ainsi mesurée s'écrit :

$$L_{44} = 3. \left(\frac{T}{4\mathrm{keV}}\right)^{3.4} \tag{2.34}$$

La relation ainsi obtenue est également représentée sur la figure 2.12. Les différentes valeurs des paramètres de la relation $L-T$ obtenues dans la littérature sont résumées dans la table 2.4 et la différence entre l'ajustement de la relation $L-T$ et de la relation $T-L$ est illustré par les valeurs reportées table 2.3. Cette différence montre que la constitution d'un échantillon local flux limité non-biaisé est difficile. La nouvelle méthode que je propose pour mesurer la relation $L - T$ permet d'éviter ce biais.

2.4.5 Effet de la dispersion sur la relation $L - T$

La relation luminosité-température est utilisée, dans les modélisations, pour convertir le seuil en luminosité (obtenu à partir du flux limite d'observation) en

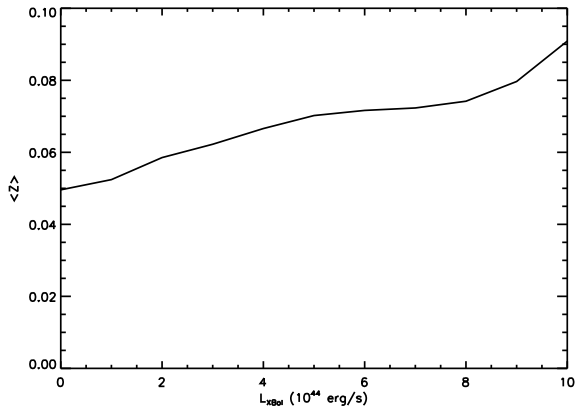


FIG. 2.13 – *Redshift moyen de l'échantillon en fonction de la luminosité.*

A_{LT}	α	Référence (Nombre d'amas)
$0.10^{0.09}_{0.05}$	2.7 ± 0.4	Henry & Arnaud 1991 (24)
0.11 ± 0.02	2.62 ± 0.10	Edge & Stewart 1991 (45)
0.048± 0.01	2.98 ± 0.11	White et al. 1997 (86)
0.065 ± 0.01	2.88 ±0.15	Arnaud & Evrard 1998
0.11± 0.01	2.64±0.27	Markevitch 1998 (30)
0.12 ± 0.02	2.61± 0.12	Wu et al. 1999 (168)
0.12 ± 0.015	2.72 ±0.05	Wu et al. 1999 (142)
0.165 ± 0.005	2.46 ± 0.19	ce travail (52) par ajustement direct des données
0.028 ± 0.005	3.4± 0.3	ce travail (52) par ajustement TDF-XLF

TAB. 2.4 – *Différents résultats sur les paramètres de la relation $L-T$, obtenues par ajustement direct de la relation luminosité-température sur les données locales. La dernière ligne comporte le résultat obtenu en ajustant le relation $L-T$ de manière à convertir la fonction de luminosité en fonction de température.*

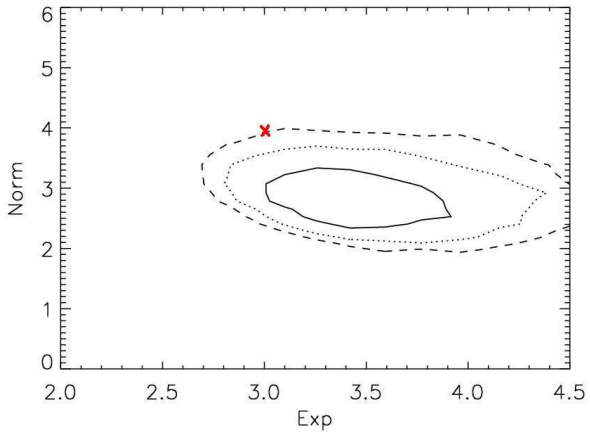


FIG. 2.14 – *Contour de maximum de vraisemblance sur les paramètres $A_{LT} \times (4\text{keV})^{\alpha}$ et "exp"=α de la relation $L-T$ obtenus par l'ajustement de la fonction de luminosité locale à la fonction de température locale. La croix représente les paramètres utilisés historiquement.*

seuil de température. La dispersion dans cette relation rend la conversion moins directe. En effet prendre en compte cette dispersion revient à inclure, dans la sélection, des amas de température plus faible que lorsque la coupure est nette (fonction "heaviside"). Ainsi, la prise en compte de cette dispersion a pour effet d'augmenter l'abondance des amas. La figure 2.15 illustre cet effet : sur la figure de gauche, la courbe en pointillés représente la fonction de température locale avec la prise en compte de la dispersion, comparé à la TDF sans dispersion en trait plein (avec le même modèle cosmologique). Sur la figure de droite, la courbe pointillée représente la prédiction d'un modèle précédemment renormalisé aux données locales. Ce modèle a pour paramètres : $\Omega = 1$, σ_8=0.48 et $\Gamma = 0.2$.

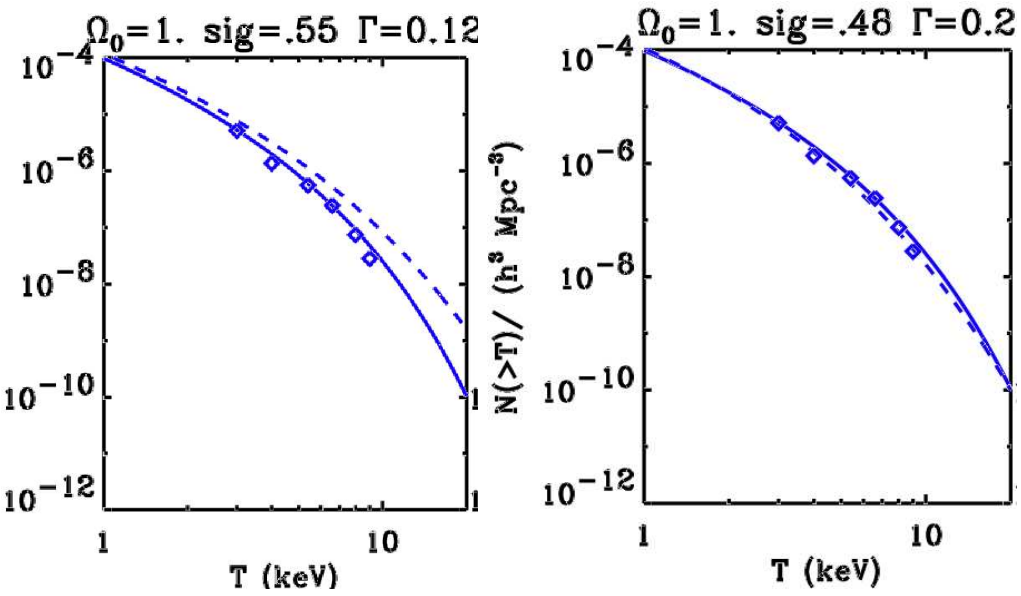


FIG. 2.15 – *Fonction de température intégrée déduite de l'échantillon local 2.2 incluant l'effet de la dispersion sur la conversion de la luminosité en température. La figure de gauche montre l'effet brut de la dispersion tandis que la figure de droite montre l'effet résultant après avoir renormaliser le modèle.*

Le chapitre suivant présente l'observatoire XMM-Newton et les données que nous avons obtenues dans le cadre du projet "XMM-Newton Ω". Je présente l'analyse qui me permet d'obtenir les paramètres physiques des amas à partir des données brutes, les résultats obtenus pour chaque amas du projet ainsi que l'étude de la relation luminosité-température à grand redshift, que ces observations nous ont permis de mesurer, pour la première fois avec XMM-Newton.

Chapitre 3

XMM-Newton : instruments et données

3.1 L'astronomie X

L'astronomie X recherche et étudie des objets célestes qui émettent des rayons X, sous forme continue (spectre continu) ou sous forme discrète (spectre de raies). On appelle rayons X des photons dont l'énergie est située entre 0,1 et quelques dizaines de keV, ce qui correspond à une longueur d'onde entre 10 et 0,01 nm. Le rayonnement X peut avoir pour origine l'interaction d'électrons de grande énergie avec le milieu environnant : plasma (gaz très chaud composé d'ions et d'électrons), il s'agit alors d'un rayonnement de freinage, ou champ magnétique, rayonnement synchrotron. Le "rayonnement de freinage", plus connu sous son nom allemand, "Bremsstrahlung", est issu de la diffusion d'un électron par collision coulombienne sur les ions du milieu. Ce rayonnement est continu, de type "libre-libre" ou "libre-lié" suivant l'état de l'électron après l'interaction (l'électron est alors soit encore libre soit lié à l'ion). Il existe également un rayonnement X qui produit des raies d'émission ; c'est le cas lorsqu'un ion passe d'un état excité (suite à un choc par exemple) à un état moins excité : l'énergie perdue par l'électron est alors transférée à un photon. Des raies du FeXXV (~ 20 nm) ont par exemple été détectées dans le spectre du soleil et dans les spectres d'amas de galaxies. Dans ce cas, l'ion est un atome de fer qui a perdu 24 électrons sur les 26 qu'il possède à l'état neutre. Ces électrons ont été arrachés par collision avec les électrons libres très énergétiques présents dans le plasma. Dans le cas des amas de galaxies, le rayonnement est principalement du type "libre-libre" entre électrons et entre électrons et ions présents dans le milieu intra-amas. Le second mécanisme d'émission envisageable, lié à l'interaction d'électrons avec un champ magnétique, est le processus d'émission X le plus répandu et le plus intense, c'est le mécanisme également à l'œuvre dans les accélérateurs de particules : le rayonnement synchrotron. Il s'agit dans ce cas de radiations émises par des électrons accélérés évoluant dans un champ magnétique intense. Il semble cependant bien établi que le mécanisme à l'œuvre dans les gaz intra-amas est principalement le "Bremsstrahlung".

La difficulté de la mise en œuvre de l'astronomie X vient du fait que les rayons X sont absorbés par l'atmosphère terrestre ; il faut donc prévoir des missions spatiales pour pouvoir les détecter. L'histoire de l'astronomie X débuta avec des fusées pour s'affranchir de l'absorption atmosphérique, ce qui a permis à H. Friedman de

détecter les premiers rayons X solaires en 1948; puis des satellites ont été construits avec des détecteurs de type compteurs proportionnels. La première source X non solaire, Sco X-1 fût découverte en 1962, par R. Giacconi et son équipe, précurseur de l'astronomie X. Enfin, à partir de 1970 (date de lancement du satellite UHURU) commença l'ère des observatoires spatiaux avec les expériences HEAO-1 1977, Einstein 1978, EXOSAT 1983, TenmaX et GingaX 1987, Granat 1989, ROSAT 1990, ASCA 1993, et plus récemment Chandra et XMM-Newton qui présentent de très bonnes caractéristiques (sensibilité, précision, spectro-imagerie). Le satellite CGRO (1991), bien qu'optimisé pour l'étude du rayonnement Gamma a permis des mesures de rayonnement X en provenance d'amas de galaxies. Ces avancées permettent la détection et la découverte de sources X de plus en plus faibles, lointaines et nombreuses. Le choix du site d'observation, en l'occurrence l'orbite du satellite, est fondamental : il doit être situé en dehors des ceintures de radiations qui entourent la Terre. Ces ceintures sont constituées de particules cosmiques chargées et piégées dans le champ magnétique terrestre qui peuvent être focalisées et détectées par les observatoires spatiaux (sans compter qu'elles peuvent également détériorer les panneaux solaires des satellites).

Le principe de la détection du rayonnement X est fondé sur le fait que les photons de grande énergie sont capables d'arracher les électrons des atomes. Les électrons ainsi éjectés laissent ensuite une trace en arrachant à leur tour les électrons des atomes du détecteur. Les premiers observatoires X étaient le plus souvent équipés de détecteurs à gaz (compteurs Geiger ou compteurs proportionnels). Des compteurs à semi-conducteurs sont aussi très utilisés : dans ce cas, l'électron arraché par le photon X est absorbé par des impuretés présentes dans le cristal qui constitue le détecteur. Ce processus est accompagné de l'émission de rayonnement : pour cette raison, ces détecteurs sont dits "compteurs à scintillation". Les observatoires les plus récents sont équipés de caméras CCD capables de détecter la position des photons mais également leur énergie, d'où la dénomination de spectro-imageur.

Je détaille maintenant le satellite dont j'ai étudié les données : XMM-Newton. Après une brève description technique, je présente les données obtenues et traitées par le "XMM-Newton Ω-Project", les résultats pour les amas individuels et la mesure de la relation $L_X - T_X$ à grand redshift.

3.2 XMM-Newton : le satellite X, UV et optique de l'ESA

La mission "X-Ray Multi Mirror", XMM-Newton (Jansen et al. 2001 [106]), est un satellite lancé fin 1999 pour une durée de 10 ans avec une durée nominale de 2 ans au lancement. Ce télescope est le plus gros jamais envoyé en orbite, elliptique avec un périgée à 7 000 km et une apogée à 114 000 km, qu'il parcourt en 48h. Il pèse 3.8 tonnes et mesure une dizaine de mètres de long (une maquette grandeur nature est exposée à la Cité de l'espace de Toulouse). Cet instrument unique a la capacité de fournir en même temps des images X, UV et optique mais également des spectres X des objets observés. La surface efficace du détecteur est d'environ 4500 cm^2, sa gamme d'énergie spectrale s'étend de 0.1 à 12 keV et sa distance focale est de 7.5 m. Sa résolution spatiale est de 5 arcsec (FWHM) et sa précision de pointage est de 1 arcsec. XMM est équipé de nombreux détecteurs dont 3 caméras de spectro-imagerie haute résolution EPIC (European Photon Imaging Cameras 1 PN et 2 MOS) dont le PI est M. Turner [216]; 2 spectromètres à dispersion RGS (Reflection

Grating Spectrometers, PI B. Brinkman [35]) et 1 télescope Optique/UV de 30 cm de diamètre OM (Optical Monitor, PI K. Mason [49]) dont le champ de vue est 17×17 arcmin. XMM comporte en plus un détecteur de particules issues de la ceinture de radiation terrestre et des éruptions solaires : ERMS (EPIC Radiation Monitor System) développé au CESR (Toulouse). Le détecteur PN est composé de 12 CCDs de 600×600 pixels et les détecteurs MOS (Metal-Oxyde Semiconducteurs) de 7 CCDs. La capacité réelle d'observation d'XMM-Newton est d'environ 40 heures par semaine, à cause des temps de pointage et de réglages instrumentaux.

3.2.1 Motivations scientifiques

Les motivations scientifiques pour une mission telle qu'XMM-Newton sont évidemment nombreuses et je propose d'en dresser une liste non-exhaustive (je liste ici les sujets où la possibilité de spectro-imagerie X promet des progrès significatifs).

- **Les amas de galaxies contiennent une grande masse de gaz piégé dans un puits de potentiel essentiellement dû à la matière noire. La spectro-imagerie X permet de mesurer les paramètres physiques de ce gaz (température, luminosité, densité...) mais également de cartographier la densité du gaz et le profil de température.**
- **Les amas sont des objets qui évoluent avec le redshift ; la sensibilité du satellite XMM-Newton permet de les observer jusqu'à de très grandes distances et ainsi de mesurer les effets de l'évolution. Les observations des amas par le gaz X qu'ils contiennent permettent aussi de s'affranchir des effets de projection qui perturbent les observations dans le domaine optique. Enfin, la spectroscopie X permet de mesurer directement le redshift des amas (en particulier grâce à la raie d'émission du fer à 7 keV, mais avec une moins bonne résolution que les mesures optiques).**
- **La spectroscopie X en général permet de mesurer directement les abondances des éléments chimiques de différentes sources.**
- **L'évolution chimique de l'Univers est dominée par les vents stellaires et les explosions de supernovae. Le gaz chauffé lors du choc de l'explosion émet un spectre X très riche en raies d'émission qui nous permet d'étudier ce gaz.**
- **Les trous noirs massifs accrétant de la matière constituent une large population d'émetteurs X. Le spectre X de ces régions (au centre des galaxies) est le seul moyen direct pour les observer et en étudier les propriétés physiques (masse et rotation du trou noir, localisation et géométrie du gaz accrété...)**
- **Le phénomène d'accrétion sur des naines blanches, étoiles à neutrons et trous noirs de systèmes binaires est également producteur de rayons X. On peut obtenir une fonction de masse de ces objets en mesurant les vitesses radiales grâce aux raies d'émission X.**
- **La spectroscopie X haute résolution permet également d'étudier l'émission coronale d'étoiles proches.**

3.2.2 Un peu de technique...

- **Les miroirs**
  L'élément focalisant est bien sûr la clé de la performance d'XMM-Newton. Or, focaliser des rayons X n'est pas chose facile puisque ceux-ci ne sont pas

réfléchis par une surface classique. Seule l'incidence rasante permet de réfléchir des photons X. Le satellite XMM-Newton comporte donc un jeu de 58 miroirs concentriques de type Wolter I (c'est-à-dire des combinaisons de surfaces paraboloïdes-hyperboloïdes) ; les photons X incidents subissent deux réflections pour être focalisés sur les détecteurs [115]. La figure 3.1 montre une photo de ces miroirs, constitués de nickel plaqués-or et séparés de quelques millimètres. Cette disposition donne à XMM la plus large surface collectrice jamais atteinte : la surface totale des miroirs excède les 120 m^2!

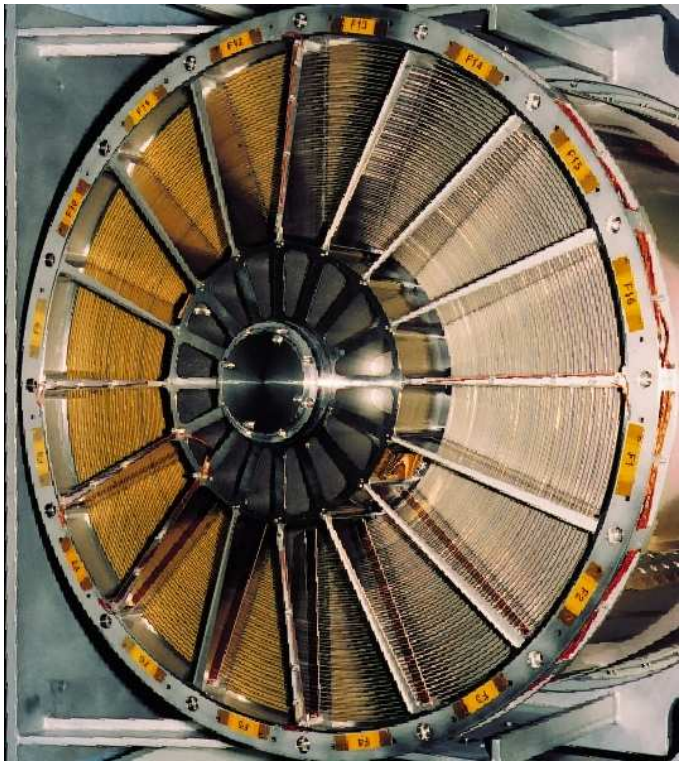


FIG. 3.1 – *Photo du miroir à incidence rasante d'XMM-Newton, composé de 58 réflecteurs concentriques.*

– **EPIC : PN et MOS**
Trois télescopes constituent l'instrument EPIC (European Photon Imaging Camera), réalisé par un consortium de 10 laboratoires européens (dont trois français : Service d'astrophysique au CEA/Saclay, l'Institut d'astrophysique spatiale d'Orsay, IAS, et le Centre d'étude spatiale des rayonnements de Toulouse, CESR) sous la direction de G. Bignami puis M. Turner.
Deux des télescopes sont munis de réseaux. Au foyer de chacun de ces télescopes sont placés 7 CCD identiques (600 $\times$ 600 pixels de 40 μm soit $\sim$ 1.1" sur le ciel) de technologie MOS (Metal-Oxyde-Semiconductor). Au foyer du troisième télescope, qui ne possède pas de réseau, sont placés 12 CCD (200 $\times$ 64 pixels de 150 μm soit 4.1" sur le ciel). Ces caméras sont à jonction p-n. En combinant les deux technologies MOS et jonction p-n, on optimise les performances et la fiabilité de l'ensemble. Ces caméras CCD ont été spécialement développées pour une utilisation en rayons X et en environnement spatial (réponse faible aux rayons cosmiques). La résolution spectrale des caméras est de 135 eV à 6,4 keV et de 55 eV à 1 keV. Une telle résolution est atteinte en refroidissant

Paramètres	MOS	PN
Format CCD	7CCDs 600 × 600	12 CCDs 64 × 200
Taille pixel	40 × 40 μ m	150 × 150 μ m
(arcsec)	1.1 × 1.1	4.1 × 4.1
Champ de vue (arcmin)	33.5 × 33.5	27.5 × 27.5
Résolution temporelle champ entier(sec)	3	0.05
Résolution temporelle pour 2 arcminutes(ms)	160	10
Résolution en “timing mode”	1.5	0.5

TAB. 3.1 – *Résumé des performances des caméras EPIC MOS et PN*

les CCD à des températures de -100C.
Les caméras MOS et PN sont présentées sur la figure 3.2 et leurs principales caractéristiques sont résumées dans la table 3.1.

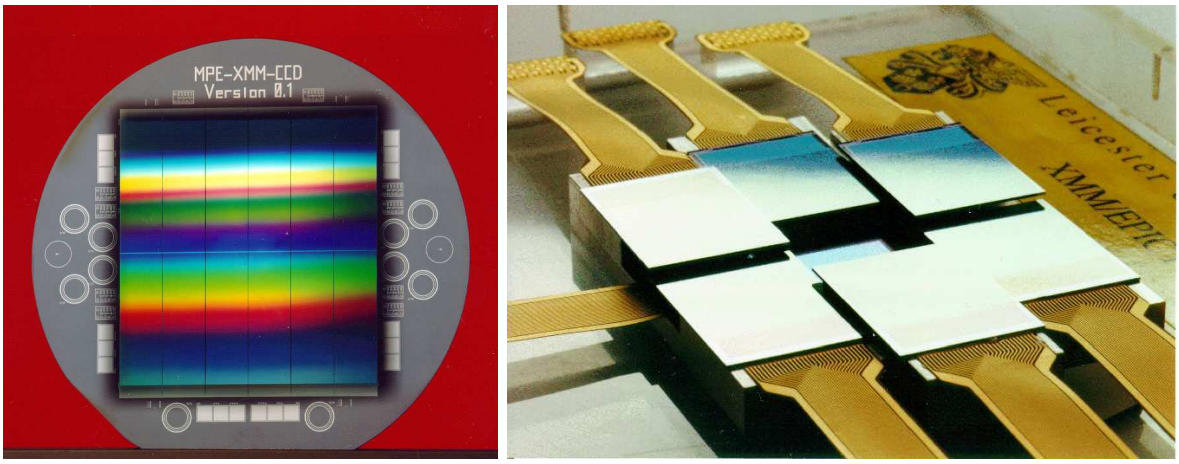


FIG. 3.2 – *Photos des détecteurs PN (gauche) et MOS (droite) composants l'instrument EPIC.*

– **RGS**
Le spectromètre haute résolution RGS (Reflection Grating Spectrometer, A Brinkman) équipe deux des trois télescopes ; il a été réalisé par un consortium néerlandais, anglais, américain et suisse. Le spectromètre est sensible dans la gamme d'énergie 0.35 à 2.5 keV (5 à 38 Å) et son pouvoir de résolution est de 290 à 10 Å, de 520 à 20 Å, et de 800 à 35 Å. Avec cette gamme d'énergie et cette résolution spectrale, le RGS est optimisé pour détecter et mesurer les raies spectrales présentes dans l'émission X : Fer, Nickel, Azote, Oxygène... Une lame séparatrice dévie environ 40% des photons vers le RGS; ils sont alors interceptés par un ensemble de 202 réseaux placés à la sortie du télescope. Ces réseaux dispersent le faisceau avec un angle qui dépend de la longueur d'onde. Une caméra constituée de 9 CCDs (1024 X 384 pixels de 27 micromètres) détecte alors le spectre ainsi formé.
– **Le moniteur optique : OM**
Le moniteur optique est réalisé par un consortium anglais, belge et américain (K. Mason), il comporte un télescope de 30 cm de diamètre avec une ouverture

de 12,7 (sa sensibilité est semblable à celle d'un télescope de 4 m de diamètre au sol). L'OM est très utile pour faire des études multi longueur d'onde simultanées des objets détectés par EPIC et permet également de suivre le pointage très précisément. Ceci est particulièrement utile pour les sources variables pour lesquels la corrélation X(espace)/Optique(sol) n'est pas toujours aisée à cause des perturbations atmosphériques. Pour chaque observation X, l'observation Optique est fournie par le XMM-SOC (voir ci-après). Chaque observation fournit des données optiques sur toutes les sources X détectées situées dans le champ couvert par l'OM. Dans le cas des amas du XMM-Newton Ω-Project, les sources visées sont extrêmement faibles en X et leur contrepartie optique est trop ténue pour en obtenir des observations exploitables avec l'OM. Des comparaisons multi longueur d'onde seront menées sur nos amas mais à partir d'observation faites au VLT.

- **Calibration**
  Une bonne connaissance de la calibration de l'instrument est nécessaire pour l'analyse ultérieure de données. De nombreux efforts ont été fournis pour comprendre et modéliser au mieux le comportement de l'instrument au sol mais il subsiste toujours un certain nombre d'incertitudes quant à son comportement dans l'espace. Ceci explique le délai temporel entre l'arrivée des premières données et la publication des premiers résultats. Dans le cas des sources diffuses en particulier, les fichiers de calibration ont été construits au fur et à mesure de l'avancement de la mission ; le bruit de fond, par exemple, s'est révélé plus important que prévu et dans le cas des sources diffuses, la limite entre émission au bord et émission de fond n'est pas facile à déterminer. Pour l'utilisateur classique, des fichiers de calibration sont fournis par le SSC et injectés plus ou moins directement dans le logiciel d'analyse. Ces fichiers comportent par exemple les positions sur les CCD de pixels morts, de mauvaises colonnes ou des rayonnements de fond moyennés. Toutes ces calibrations sont détaillées dans plusieurs articles de D. Lumb, 2002-2004 [128] [129] [131].
- **Gestion des données : SSC et SOC**
  La grande sensibilité d'XMM-Newton lui permet de détecter des dizaines de sources secondaires de rayonnements X en plus de sa cible principale. Avec plusieurs observations quotidiennes, XMM-Newton détecte ainsi plusieurs dizaines de milliers de sources en une année, dont la plupart sont de nouvelles détections. Typiquement, le satellite détecte en une année un millier d'étoiles et plusieurs milliers de galaxies actives et d'amas, de flux supérieur à 10^{-14} erg.s^{-1}.cm^{-2} (dans la bande 0.5-10 keV). Ce flot de données rend incontournable l'utilisation et le stockage dans une base de données. Pour cela, un centre d'opération scientifique, le SOC (Science Operation Center), sous la responsabilité de l'ESA, est responsable de la base de données d'XMM-Newton, du suivi et de l'actualisation des données d'étalonnage, de la réalisation de logiciels permettant l'analyse des données et de leur distribution aux observateurs.
  Pour faciliter l'accès et l'utilisation de données homogénéisées, le SSC (Survey Science Center), collaboration européenne avec une forte participation française (Observatoire de Strasbourg, Service d'astrophysique du CEA, CESR), a été créé. Il est chargé de pré-traiter systématiquement les données afin de vérifier le bon fonctionnement des logiciels d'analyse, de fournir les fichiers de calibration (qui évoluent avec le temps), de détecter et classer les nouvelles sources X et de rendre disponibles tous ces produits par l'intermédiaire du SOC (en respectant la période de propriété d'un an).

Le 7 Avril 2003, un communiqué de presse du CNES annonca la mise à disposition d'une première version du catalogues de sources XMM-Newton (hébergé à l'Observatoire de Strasbourg, à VILSPA et à Leicester). Résultat de plus d'une année d'observations, ce catalogue recense plusieurs dizaines de milliers d'étoiles et de galaxies émettrices de rayons X avec une sensibilité jamais atteinte.
En plus de toutes ces responsabilités, le SSC-SOC organise régulièrement (1 à 2 fois par an) un atelier de travail pour permettre à des observateurs du monde entier de se former à l'analyse des données issues d'XMM-Newton. J'ai eu, pour ma part, l'occasion de participer à la première édition de cet atelier (en mai 2002 a Vilspa).

3.2.3 Autres Missions

Le satellite américain HEAO-2 fut lancé le 13 novembre 1978, transportant à son bord le premier télescope X. Peu après son lancement, il fut rebaptisé Einstein Observatory, pour célébrer le centenaire de la naissance du physicien. Le but de la mission était double : d'une part, observer des sources X faibles et, d'autre part, obtenir des images de sources étendues et complexes. Les résultats collectés par Einstein sont nombreux et variés. Ils ont permis, par exemple, de mettre au point et de tester un certain nombre de modèles concernant les mécanismes d'émission X, la formation et l'évolution des supernovae, la structure hétérogène des galaxies et des nuages galactiques. Grâce aux observations de longue durée, de nouveaux quasars de faible intensité ont été découverts dans des régions apparemment "vides" du ciel. Une autre mission fondamentale pour l'étude de l'émission X en provenance des amas de galaxies fut le satellite ROSAT (ROentgen SATellite, collaboration européenne, en l'honneur du physicien allemand qui découvrit les rayons X en 1895). Lancé en 1990 il fonctionna jusqu'en en 1999 et fut seul à avoir réalisé une mesure de l'émission X de tout le ciel, c'est le fameux RASS : "ROSAT All Sky Survey" (Voges et al. 1999 [229]). D'autre part de nombreuses observations "pointées" et plus profondes ont été effectuées. Le satellite était composé de plusieurs instruments : des compteurs proportionnels (PSPC), une plaque d'imagerie haute résolution (HRI) et une caméra UV (WFC). De nombreux échantillons d'amas à grand redshift, que je présente au prochain chapitre, sont issues de cette formidable mine d'informations qu'est le RASS. Le premier satellite à embarquer un détecteur CCD X et à ouvrir le champ pour d'autres missions fut ASCA (Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics, Tanaka et al. 1994 [212]), lancé en 1993 par une collaboration Japon/Etats-Unis. Les premiers résultats ont montré la capacité de tels détecteurs à observer toutes classes d'objets depuis les étoiles proches jusqu'aux quasars les plus lointains...

Le deuxième satellite X actuellement en service, Chandra (1999), est en quelques sortes le complémentaire d'XMM-Newton : avec une meilleure résolution spatiale (0.5 arcsec) mais une moins bonne sensibilité (surface collectrice dix fois plus faible que celle d'XMM). Les caractéristiques techniques principales de Chandra (distance focale : 10 mètres ; champ de vue : 30 arcmin, bande d'énergie (ACIS) : 0.2-10 keV) en font l'instrument idéal pour l'imagerie et l'étude des phénomènes compacts de hautes-énergies. XMM-Newton avec sa meilleure sensibilité est plus approprié pour l'observation des sources les plus faibles et, en particulier, pour les amas de galaxies lointains.

3.3 Les données du projet "XMM-Newton Ω"

3.3.1 Présentation de la collaboration

Initialement, la collaboration a été constituée par des acteurs de plusieurs équipes réparties entre Toulouse (LA2T-CESR), Strasbourg, Paris (CEA-CdF), Amsterdam (ESTEC), Liverpool (UK) et les Etats-Unis (Pittsburgh, Cambridge et Birkenhead). La constitution et les objectifs de ce programme sont nouveaux et exceptionnels en qualité [19]. Humainement il comporte un mélange équilibré d'observateurs spécialisés soit dans la constitution d'échantillons flux limité (acteurs de la collaboration SHARC) soit dans la calibration et l'analyse des données XMM-Newton (D. Lumb, M. Arnaud et P. Marty) et de modélisateurs plus théoriciens (J. Bartlett, A. Blanchard, etc.). Les données obtenues par la mise en commun de temps garanti permet la constitution d'un échantillon homogène et de taille statistiquement significative : les huit amas obtenus constituent la quasi totalité de l'échantillon flux-limité SHARC pour $z > 0.4$. Enfin la qualité exceptionnelle du satellite XMM-Newton et sa capacité de spectro-imagerie permet une cartographie détaillée de l'émission X et de la température jusqu'à de grandes distances du centre des amas observés (jusqu'à environ 80% du rayon viriel). Pour la première fois, un instrument est capable de fournir des données spectrales de qualité, même pour un amas faible (2.5 keV) situé à un redshift z $\sim$ 0.6. Cet échantillon nous permet la première mesure directe, avec XMM-Newton, de la relation luminosité-température à grand redshift qui constitue l'un des éléments de base de la modélisation de la formation des grandes structures, utilisée pour contraindre les paramètres cosmologiques.

3.3.2 Les données

La description détaillée de ces données et de l'extraction des paramètres physiques des amas observés est publiée dans le premier article de la collaboration : "The XMM-Newton Ω project I. The X-ray luminosity-Temperature relation at $z > 4$", D.Lumb et al. 2004 [130].

Ces observations, issues du "temps garanti" du satellite XMM-Newton, constituent un échantillon de huit amas situés à des redshifts compris entre 0.45 et 0.62. Ces huit amas représentent la quasi-totalité des amas de l'échantillon flux limité SHARC [189] [149] de redshift $z > 0.4$. Le but de ces observations est d'obtenir une bonne mesure de la luminosité et de la température des amas lointains (à mieux que 10%) pour étudier la relation luminosité-température à grand redshift. Ceci constitue la première mesure de cette relation à un tel redshift par le satellite XMM-Newton. Pour chacun des huit amas présentés ici, nous avons mesuré la luminosité bolométrique, la température moyenne et ajusté un modèle β fournissant les profils radiaux. Je présente également les observations de trois amas supplémentaires détectés "off-axis" [1], dont un nouveau candidat : XMMU J084701.8+345117; et deux amas déjà connus : Abell 2246 et RXJ1325.0-3814. La table 3.2 résume les positions des amas observés, les dates d'observations et d'autres détails concernant les amas (redshift, durée de l'observation). Sept des huit amas observés proviennent de l'échantillon SHARC (B-SHARC ([189]) et S-SHARC([38])). Cet échantillon est

1. c'est-à-dire que la détection est effectuée sur le bord du détecteur alors que la source cible est à peu près au centre

basé sur une analyse des observations du satellite ROSAT. Le Bright-SHARC couvre une surface angulaire de 178.6 degrés^2 avec un flux limite de $\simeq 1.4\times10^{-13}$ erg.s^{-1}.cm^{-2} ([149]) et le Southern-SHARC couvre une surface angulaire de 17.7 degrés^2 avec un flux limite de $\simeq 3.9\times10^{-14}$ erg.s^{-1}.cm^{-2} ([46]). La fonction de sélection de l'échantillon SHARC a été étudiée en détails ([1],[38]) et les amas ont été observés en optique ([38]). Le huitième amas observé dans ce programme est tiré de l'échantillon 160 Degrés Carré ([225] et [144]).

Demande de temps pour d'autres observations

L'analyse des données X issues des détecteurs d'XMM-Newton a occupé une grande partie de ma première année de thèse au cours de laquelle j'ai travaillé, avec Philippe Marty, sur l'installation d'ordinateurs équipés des logiciels de traitement de données XMM (SAS) et sur le développement de fonctions informatiques spécialement conçues pour réduire les données en provenance de sources étendues, ce qui n'était pas du tout optimisé dans le logiciel standard. Certaines de ces fonctions ont été incluses dans le logiciel officiel (Cf thèse de Philippe Marty [136]). Pour progresser dans l'analyse des données X, j'ai participé à un atelier de travail à VILSPA (Villafranca Satellite Tracking Station ESA) dans la banlieue de Madrid. Ce laboratoire est le lieu de suivi du satellite et de production des logiciels spécifiques de traitement des données X. Ce stage d'une semaine m'a permis de m'initier au traitement d'image et spectral des données issues de sources étendues. J'ai également participé à la rédaction et à la soumission d'une demande de temps, en collaboration avec A. Blanchard (PI), P. Marty, R. Sadat et J.P. Kneib, pour accéder à de nouvelles observations d'amas. L'objet de cette demande était l'observation par XMM-Newton de 11 amas de température supérieure à 7 keV et de redshift moyen $< z > \sim 0.2$. L'objectif était de pouvoir constituer un échantillon complet d'amas très chauds sélectionnés en X et d'en construire la fonction de température afin d'effectuer une comparaison directe avec la fonction de température locale et de mettre en évidence une évolution éventuelle. L'évolution est plus marquée pour la population très massive et donc très lumineuse ; et cette zone de la fonction de température n'est pas encore étudiée en détails : seule la fonction de température de Henry [96], qui comporte une quinzaine d'amas, contient des amas aussi massifs. Pour sélectionner les amas, nous avons utilisé le relevé BCS [64] dans lequel nous avons choisi les amas dans la tranche de redshift $0.15 < z < 0.3$. Nous avons également sélectionné les amas de l'hémisphère nord ($\delta > 0$ et $b > 20$). Les luminosités sont sélectionnées telles que $L_x > 9.5\times10^{44}$ erg.s^{-1} dans la bande [0.1-2.4 keV] ce qui assure la complétude de l'échantillon étant donné le flux limite de détection du EBCS ($f_x > 2.8\times10^{-12}$ erg.s^{-1}.cm^{-2}). On dénombre 27 amas satisfaisant ces critères de sélection parmi lesquels 15 disposent de mesures de température publiée. Nous avons donc proposé de mesurer la température des 12 amas restants pour compléter l'échantillon avec 11 pointés (les amas Abell1758A et RXJ1332.7+5032 sont en effet très proches). Ceci rendrait possible l'étude statistique de l'échantillon de 27 amas chauds et ferait progresser notre compréhension de l'évolution de la population des amas très massifs. Nous avons vérifié que ces amas pouvaient effectivement être observés par le satellite en utilisant le "XMM-Newton Visibility Check Tools". Le flux des sources est de l'ordre de 3 à 10×10^{-12} erg.s^{-1}.cm^{-2} (environ 10 fois plus que celui de RXJ1120 3.4.1 dont l'observation a duré 15 ksec). Nous avons donc proposé le minimum du temps d'observation possible pour les amas les plus brillants : 6.5 ksec; et légèrement plus pour les amas plus faibles (jusqu'à 10.0 ksec) soit une

Nom	RA	Dec	z	Date	Obs ID	Durée (s)
RXJ0337.7–2522	03:37:45	-25:22:26	0.577^{s}	2001-08-18T11:46:53	0107860401	58942
RXJ0505.3–2849	05:05:20	-28:49:05	0.509^{s}	2001-09-01T13:17:36	0111160201	48867
RXJ0847.2+3449	08:47:11	+34:49:16	0.560^{v}	2001-10- 07T11:55:10	0107860501	81143
RXJ1120.1+4318	11:20:07	+43:18:05	0.600^{b}	2001-05-08T20:50:37	0107860201	22627
RXJ1325.5–3826	13:25:20	-38:24:55	0.445^{s}	2002-01-19T02:30:04	0110890101	60894
RXJ1334.3+5030	13:34:20	+50:30:54	0.620^{b}	2001-06-07T20:19:43	0111160101	47614
RXJ1354.2–0222	13:54:17	-02:21:46	0.551^{s}	2002-07-19T15:16:53	0112250101	33374
RXJ1701.3+6414	17:01:23	+64:14:08	0.453^{b}	2002-05-31T17:49:42	0107860301	18172

TAB. 3.2 – *Résumé des observations; (^{s} Southern SHARC, [38],^{b} Bright SHARC, [189],^{v} 160SD, [225])*

.

demande totale de 86.5 ksec. Malheureusement, la pression sur les demandes de temps pour le satellite XMM-Newton au premier appel d'offre ("Guest Observer") était très importante (environ 10) et notre demande n'a pas été sélectionnée. Mon implication dans le traitement des données s'est alors réduite, faute de temps et d'expertise par rapport aux personnes de la collaboration plus impliquées dans la technicité du projet depuis sa phase de calibration (M. Arnaud, D. Lumb et P. Marty). J'ai donc décidé de laisser cette partie aux experts et de mobiliser mes efforts sur le travail de modélisation et sur l'interprétation cosmologique des résultats d'observation. L'analyse présentée ci-dessous est en grande partie issue du travail de D. Lumb pour la collaboration.

3.3.3 Réduction des données brutes

Des descriptions plus détaillées de la réduction des données dans le cas de sources étendues à faible brillance de surface sont publiées dans Marty et al. 2002 [135] et Lumb et al.(2002a [128], 2002b [129], 2004a [130], 2004b [131])

Une partie de l'orbite d'XMM-Newton est en dehors de la magnétosphère terrestre. Le satellite reçoit donc régulièrement des bouffées de protons solaires. Ceux-ci sont focalisés par l'optique du télescope et captés par les détecteurs X. Les données brutes sont tout d'abord filtrées par rapport au taux de comptage dans les pixels du détecteur. Lorsque le nombre de coups augmente trop par rapport aux comptages moyens, on filtre les données : les figures 3.3 et 3.4 montrent des exemples de courbes de lumière (PN et MOS) et d'histogrammes du nombre de coups par seconde où est illustré le seuil à 3 σ utilisé pour définir les données à exclure de la liste d'événements. La table 3.3 résume les temps d'observation après correction des bouffées de protons solaires : les GTI, "Good Time Interval"; ainsi que le pourcentage de données perdues par ce filtrage.

"Vignetage"

La sensibilité des télescopes X embarqués à bord d'XMM-Newton n'est pas constante dans tout le champ de vue. Elle décroît en s'éloignant du centre optique.

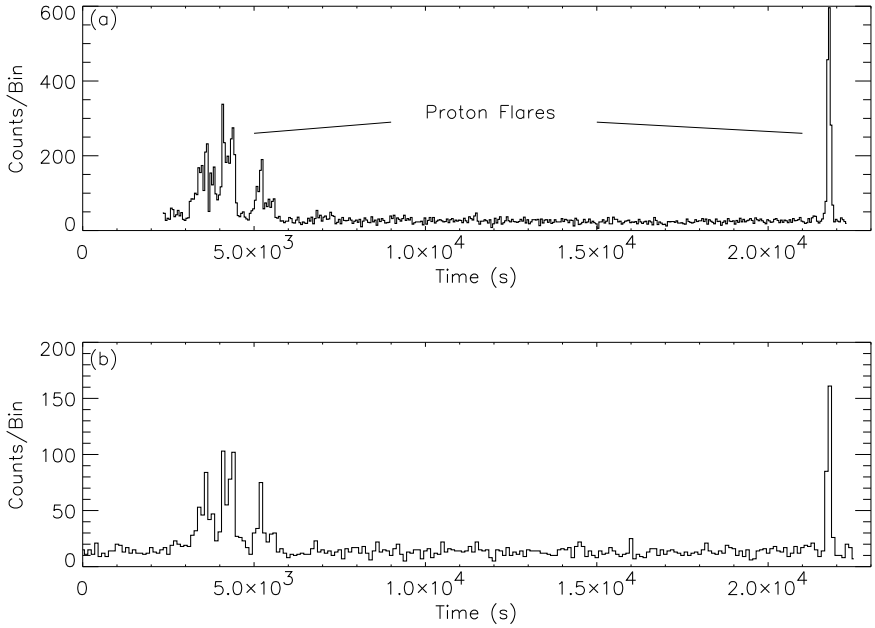


FIG. 3.3 – *Courbe de lumière pour les évènements de plus de 10 keV : nombre de coups par seconde dans les détecteurs PN (en haut) et MOS (en bas) pour l'amas RXJ1120.1. Les taux moyen de comptage sont de ∼15cts/50 sec bin (PN) et ∼8cts/100 sec bin (MOS)*

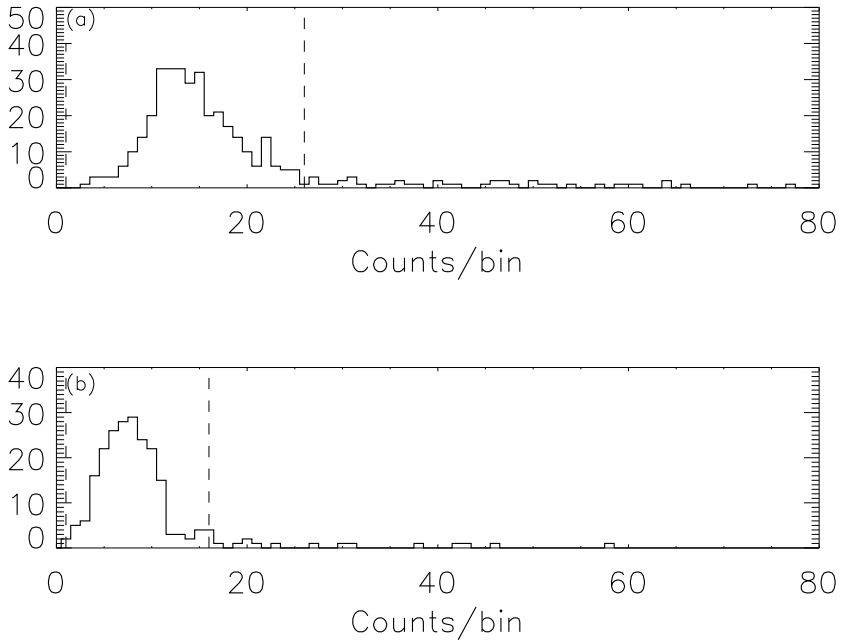


FIG. 3.4 – *Histogramme des taux de comptages pour les détecteurs PN (en haut) and MOS (en bas) pour l'amas RXJ1120.1. La ligne pointillée montre les limites (±3σ) utilisées pour définir le GTI (Good Time Interval) i.e. le temps durant lequel les détections ne sont pas dues aux protons solaires.*

Cluster ID	MOS	PN	% perte
RXJ0337.7–2522	23421	23611	60
RXJ0505.3–2849	31851	24983	35
RXJ0847.2+3449	43793	-	50
RXJ1120.1+4318	18333	16208	18
RXJ1325.5–3826	-	48753	20
RXJ1334.3+5030	40713	34909	15
RXJ1354.2–0222	9090	7248	73
RXJ1701.3+6414	9379	4382	50

TAB. 3.3 – *Résumé des temps d'exposition pour chaque amas après correction des bouffées de protons solaires. Les pertes dues aux protons sont exposées dans la dernière colonne en pourcentage du temps d'exposition total.*

Cette décroissance, également dépendante de l'énergie des photons incidents est appelée aberration de "vignetage" (vignetting). Les amas observés dans ce programme sont des objets étendus (2-3 arc-minutes) et pour obtenir les profils de brillance de surface, il est nécessaire d'appliquer une correction tenant compte du vignetage.

La méthode désormais utilisée pour corriger cet effet est celle développée au CEA-Saclay : elle consiste à attribuer un poids pour chaque événement détecté[2]. Ce poids est défini par le rapport entre la sensibilité centrale ("on-axis") et la sensibilité à la position de l'événement. Grâce à cette méthode le vignetage est automatiquement corrigé photon par photon.

De plus, des cartes d'expositions sont régulièrement mises à jour pour tenir compte des variations spatiales de la détection, comme par exemple par les pixels morts ou les "mauvaises colonnes". Ces variations ne sont pas incluses dans la correction de vignetage.

Soustraction du fond

Dans le cas de sources étendues, la soustraction du fond est une étape très importante et difficile. Après avoir soustrait la contribution des protons solaires et des sources ponctuelles les observations restent contaminées par quatre types de rayonnement de fond :

- **Le fond issu des protons solaires mous : issu des éruptions solaires ("flares")**
- **Un fond de rayons X durs ($E > 1.5$ keV) : constitué d'un fond de rayons cosmiques durs (affecté par le vignetage) et d'un fond de rayons cosmiques induits (pas affecté par le vignetage).**
- **Un fond cosmique de rayons X mous ($E < 1.5$ keV) : très variable en fonction de la zone de pointage il est affecté par le vignetage.**
- **Un fond de rayonnent instrumental : principalement dû à la fluorescence des matériaux qui composent le satellite (Al, Si)**

2. un événement correspond à la détection d'un photon, sa position, son énergie et son temps d'arrivée

Pour corriger de l'effet des ces différentes contributions on peut soit utiliser des fichiers de fond ("background template files") générés par les équipes de calibration du satellite (XMM-SOC, Lumb et al., 2002 [128] [129]) soit utiliser les observations elles-mêmes et soustraire des régions sans signal (par exemple hors champ). Une combinaison de ces deux techniques a été utilisée dans le traitement présent. La technique de réduction de données a pu être constamment testée sur un exemple, l'amas RXJ1120.1, traité en parallèle par deux équipes issue de la collaboration : l'une en France (Arnaud et al., 2002 [10]), l'autre en Hollande (ESTEC, Lumb et al., 2004 [130]).

3.3.4 Obtention des images et brillance de surface

Pour chaque caméra (PN et MOS) les images sont obtenues dans la gamme d'énergie 0.3-4.5 keV ce qui est l'optimum pour l'extraction spectrale d'amas typiques (~ 4 keV) et qui évite une trop forte contamination par les rayons cosmiques très mous ou très durs. Les images sont obtenues après une succession de traitements effectués par le logiciel de traitement SAS conçu spécialement pour l'analyse des données XMM. Pour l'obtention de la brillance de surface un centre est d'abord défini pour l'amas observé en appliquant une gaussienne à deux dimensions à l'émission brute (ses coordonnées sont très proches de celles du centre de l'amas, reportées table 3.2). L'émission de fond est ensuite soustraite. Un modèle β est convolué avec la PSF[3] du télescope (également obtenue auprès du XMM-SOC) puis ajusté pour reproduire au mieux les observations.

La figure 3.5 montre les images de RXJ1120.1+4318(a), RXJ1334.3 (b), RXJ0337.7 (c) et RXJ0505.3 (d), corrigées du vignetage et du fond, pour lesquelles sont ajoutées les images PN, MOS1 et MOS2. Les images sont faites dans la bande d'énergie 0.3–4.5 keV. De même la figure 3.6 montre les amas RXJ0847.2(a), RXJ1325.5 (b) , RXJ1701.3 (c) et RXJ1354.2 (d). Les profils radiaux obtenus et les ajustements par les meilleurs modèles β sont montrés figure 3.7.

3.3.5 Extraction spectrale et luminosité bolométrique

Les spectres dans la bande d'énergie [0.3-10keV] sont extraits de régions circulaires centrées sur les centroïdes des amas (définis par une gaussienne à deux dimensions) et de rayon entre 95 et 145 arcsec. Après le filtrage mentionné ci-dessus, les données sont extraites de la liste d'événements des caméras PN et MOS puis le fond est soustrait. Les ajustements spectraux sont effectués à l'aide du logiciel XSPECv11 (Arnaud, 1996 [7]) en utilisant le modèle MEKAL (Mewe et al., 1986 [139]) pour l'émission thermique, modifié avec l'absorption interstellaire (McCammon & Sanders, 1990 [137]) appropriée pour la colonne de densité galactique (Dickey & Lockman, 1990 [59]). Une étude spectrale impliquant une correction des "cooling-flows" a également été menée (cf. section 3.4.3). Dans ce cas, les régions centrales des amas (typiquement 50 h_{50}^{-1} kpc) ont été excisées. Ces résultats sont fournis table 3.8. Pour déterminer la luminosité, on intègre le nombre de coups jusqu'au rayon viriel r_v en tenant compte des pertes dues aux trous entre les détecteurs et les sources ponctuelles masquées. Puis, avec XSPEC et la fonction de réponse du détecteur EPIC, on détermine le flux absorbé dans la bande [0.3-4.5 keV] pour

3. La "Point Spread Function" exprime la qualité de la réponse du détecteur en terme d'étalement d'une source ponctuelle sur le détecteur

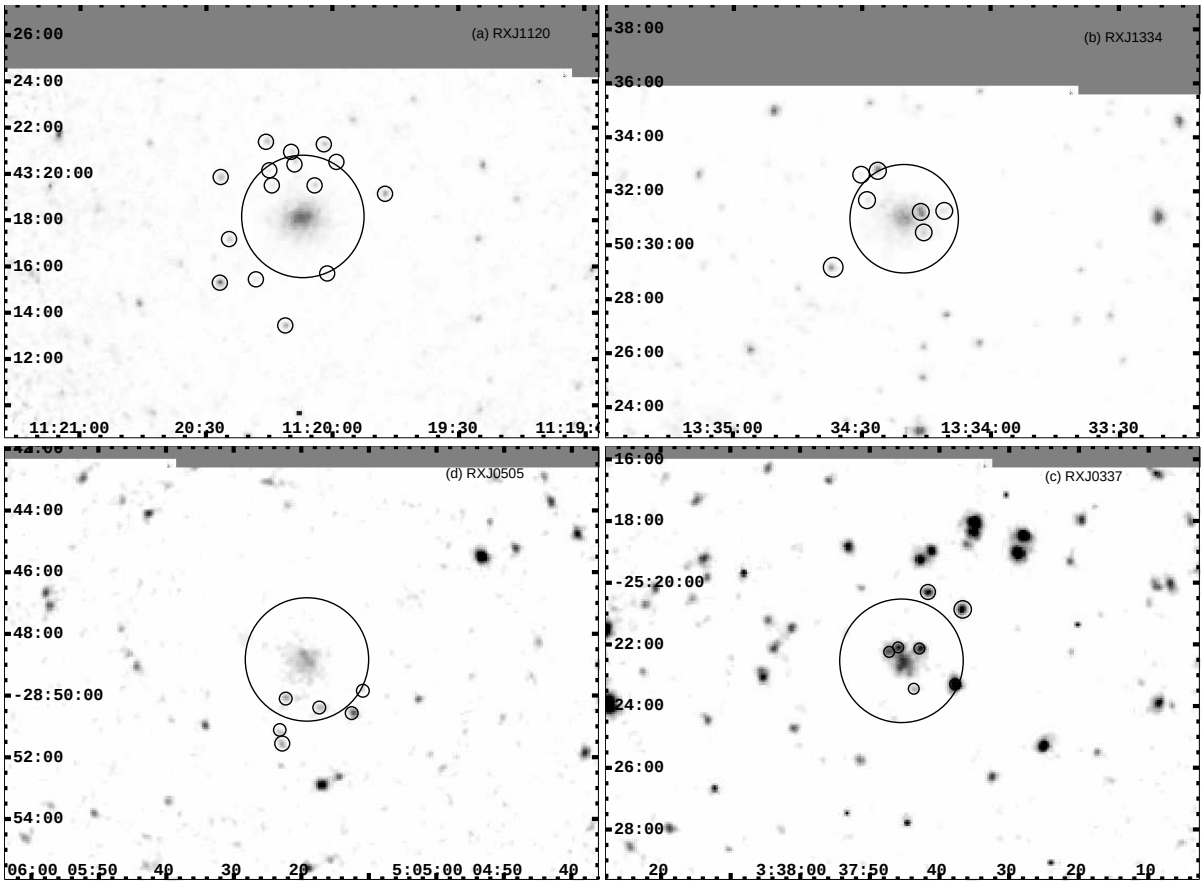


FIG. 3.5 – *Régions d'environ* $\sim 15\times15$ *arc-minutes autour des amas RXJ1120.1(a), RXJ1334.3 (b), RXJ0337.7 (c) et RXJ0505.3 (d) - lissées par une gaussienne de largeur* $4''$*. Le large cercle représente la région d'extraction du spectre et les petits cercles les zones d'extraction de sources ponctuelles.*

	z	f_x (0.5-2.kev) 10^{-14} erg/s/cm^2	L_{bol} 10^{44} erg/s	T_x (keV)	β	r_c h_{50}^{-1}(kpc)
RXJ0337.7	0.577	4.37 ± 0.2	1.97 ± 0.1	$2.6^{+0.4}_{-0.3}$	$0.76^{+0.08}_{-0.04}$	145 ± 18
RXJ00505.3	0.51	5.64 ± 0.2	2.03 ± 0.11	$2.5^{+0.3}_{-0.3}$	$0.66^{+0.05}_{-0.04}$	164 ± 17
RXJ0847.2	0.56	7.04 ± 0.3	4.07 ± 0.2	$3.62^{+0.8}_{-0.5}$	$0.81^{+0.045}_{-0.045}$	307 ± 30
RXJ1120.1	0.6	24.5 ± 0.54	14.4 ± 0.2	$5.45^{+0.3}_{-0.3}$	$0.77^{+0.03}_{-0.03}$	209 ± 9
RXJ1325.5	0.445	8. ± 0.03	4.5 ± 0.7	$4.15^{+0.4}_{-0.3}$	$0.71^{+0.05}_{-0.05}$	115 ± 20
RXJ1334.3	0.62	14.1 ± 0.2	9.59 ± 0.2	$5.2^{+0.3}_{-0.32}$	$0.66^{+0.02}_{-0.02}$	154 ± 10
RXJ1354.2	0.551	9.8 ± 0.5	5.18 ± 0.3	$3.66^{+0.6}_{-0.5}$	$0.68^{+0.055}_{-0.055}$	248 ± 36
RXJ1701.3	0.45	2.4 ± 1.5	11.1 ± 1.	$4.5^{+1.5}_{-1.}$	$0.64^{+0.05}_{-0.05}$	204 (fixé)

TAB. 3.4 – *Tableau récapitulatif des paramètres physiques des amas observés dans le "XMM-Newton Ω-Project". Les valeurs sont fournies pour un Univers Einstein De Sitter avec* $H_0 = 50$*,* $q_0 = 0.5$*. Les erreurs sur les paramètres ajustés (*L*,*β*,*r_c*) sont à* 1σ*.*

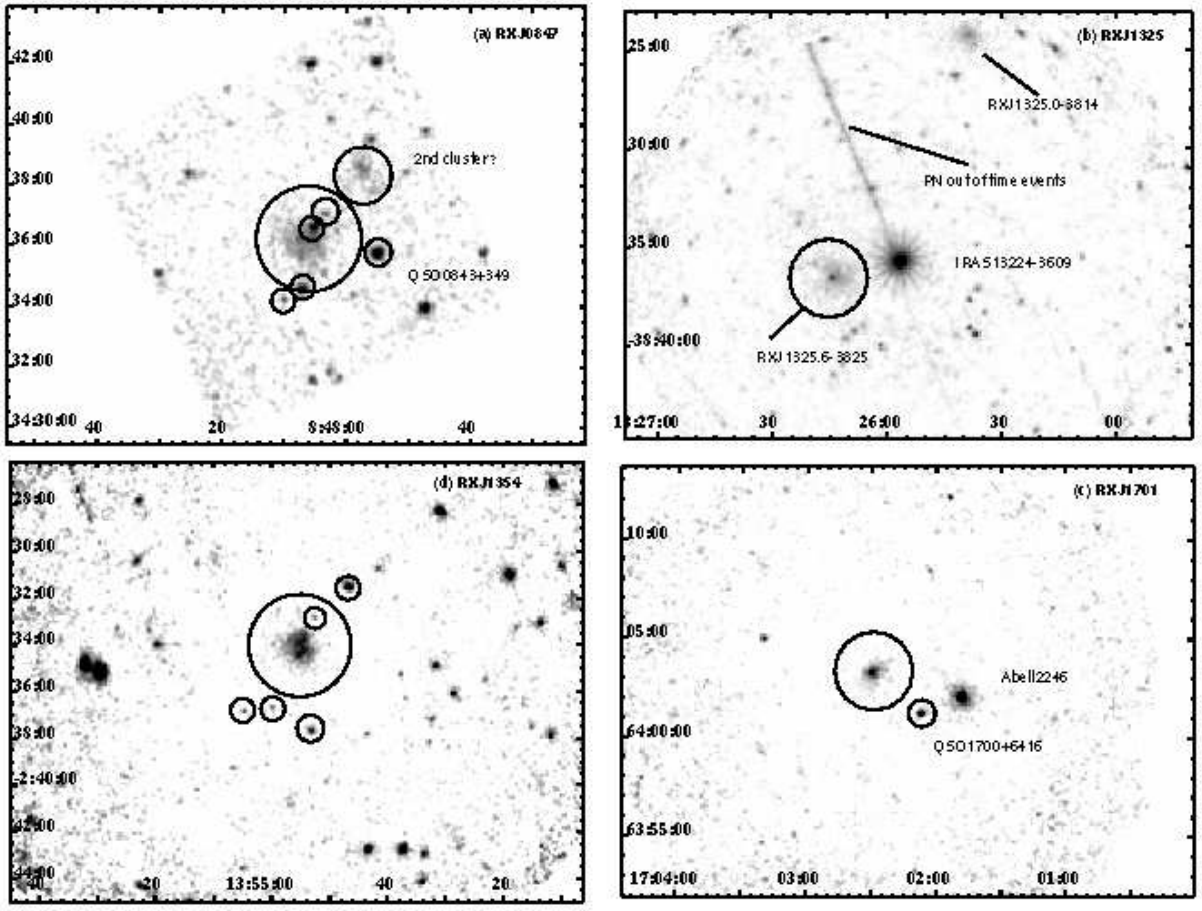


FIG. 3.6 – *Images d'une région de environ* $\sim 15 \times 15$ *autour de RXJ0847.2(a), RXJ1325.5 (b) , RXJ1701.3 (c) and RXJ1354.2 (d) - lissées par une gaussienne de largeur* $4''$*. Le large cercle représente la région d'extraction du spectre et les petits cercles les zones d'extraction de sources ponctuelles. Un nouveau candidat amas, XMMU J084701.8+345117 a été découvert (en haut a droite de RXJ0847.2). Les amas RXJ1325.5 et RXJ1325.0 sont très proches de la source IRAS 13224-3809. Dans le champ de l'amas RXJ1701.3, l'amas proche Abell2246 et les QSO sont indiqués.*

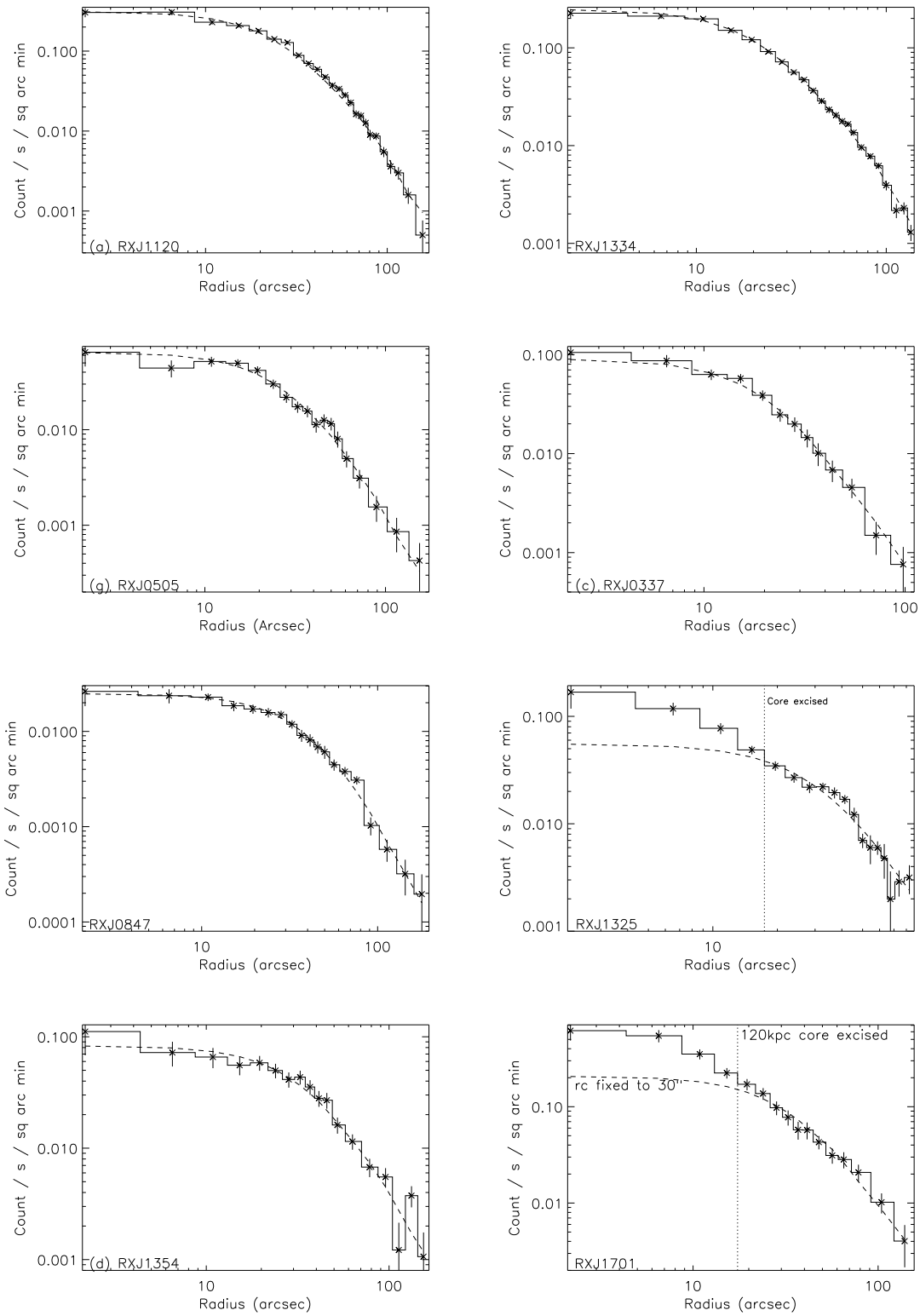


FIG. 3.7 – *Profils de brillance de surface comparés aux modèles β (lignes pontillées).De haut en bas et de gauche à droite : RXJ1120.1, RXJ1334.3, RXJ0505.3, RXJ0337.7, RXJ0847.2, RXJ1325.5, RXJ1354.2 et RXJ1701.1. Pour les amas RXJ1325 et RXJ1701, le profil de brillance de surface n'est pas bien ajusté par le modèle β en particulier au centre ($r < 120$ kpc ($\sim$ 18 arcsec); ceci est probablement du à la présence d'un "cooling flow". La ligne verticale pointillée montre la zone d'excision dans le cas de correction de cet effet.*

	f_x (0.5-2.kev) $10^{-14} erg/s/cm^2$	$L_{bol} MEKAL$ 10^{44} erg/s	$L_{bol}(R-S)$ 10^{44} erg/s	%
RXJ0337.7	4.37 ± 0.2	1.97 ± 0.1	1.91 ± 0.12	3
RXJ00505.3	5.64 ± 0.2	2.03 ± 0.11	1.96 ± 0.08	3
RXJ0847.2	7.04 ± 0.3	4.07 ± 0.2	3.49 ± 0.33	14
RXJ1120.1	24.5 ± 0.54	14.4 ± 0.2	13.03 ± 0.55	9
RXJ1325.5	8. ± 0.03	4.5 ± 0.7	3.90 ± 0.14	13
RXJ1334.3	14.1 ± 0.2	9.59 ± 0.2	9.09 ± 0.3	5
RXJ1354.2	9.8 ± 0.5	5.18 ± 0.3	4.48 ± 0.41	13
RXJ1701.3	2.4 ± 1.5	11.1 ± 1.	7.91 ± 1.4	28

TAB. 3.5 – *Comparaison des résultats obtenus pour la conversion du flux observé dans une bande en luminosité bolométrique. Conversion de D. Lumb (modèle MEKAL) colonne 3 et conversion en utilisant notre code de conversion (modèle Raymond-Smith)*

$r < r_v$. Ces flux, convertis dans la bande [0.1-2.4 keV] pour être comparables aux flux ROSAT, sont listés dans la table 3.4. En fixant la colonne de densité d'hydrogène à zéro, on détermine le flux non-absorbé et la luminosité bolométrique (en pratique dans la bande [0.0-20.0keV]).

Les luminosités obtenues par cette méthode sont en bon accord avec celle converties par la méthode, basée sur un modèle de spectre de type Raymond-Smith [180], que nous utilisons dans les modélisations. La table 3.5 illustre la comparaison des deux méthodes appliquées aux amas du "XMM-Newton Omega project".

L'ajustement spectral permet également de contraindre la métallicité Z du gaz intra-amas.

3.4 Résultats

3.4.1 Amas individuels

La table 3.4 résume les différentes propriétés physiques et paramètres d'ajustements déduits de l'étude des données sur les amas distants du projet "XMM-Newton Ω". Je reprends succinctement les propriétés principales des amas pris individuellement.

Cas de RXJ1120.1+4318

RXJ1120 est le premier amas étudié en détail par notre collaboration. Ayant le meilleur rapport signal-sur-bruit des amas de l'échantillon, il a servi en quelque sorte de "cobaye" et son étude a bénéficié de la comparaison de différentes analyses par deux équipes en parallèle : celle de Monique Arnaud à Saclay et celle de David Lumb à l'ESTEC (Hollande). La figure 3.5, issue du premier article de notre collaboration [130], montre l'émission X (image obtenue en cumulant les données des trois caméras du détecteur : PN, MOS1 et MOS2) ainsi que les zones où les sources ponctuelles ont été masquées (cercles). L'image 3.8 est issue de l'analyse de M. Arnaud et al.

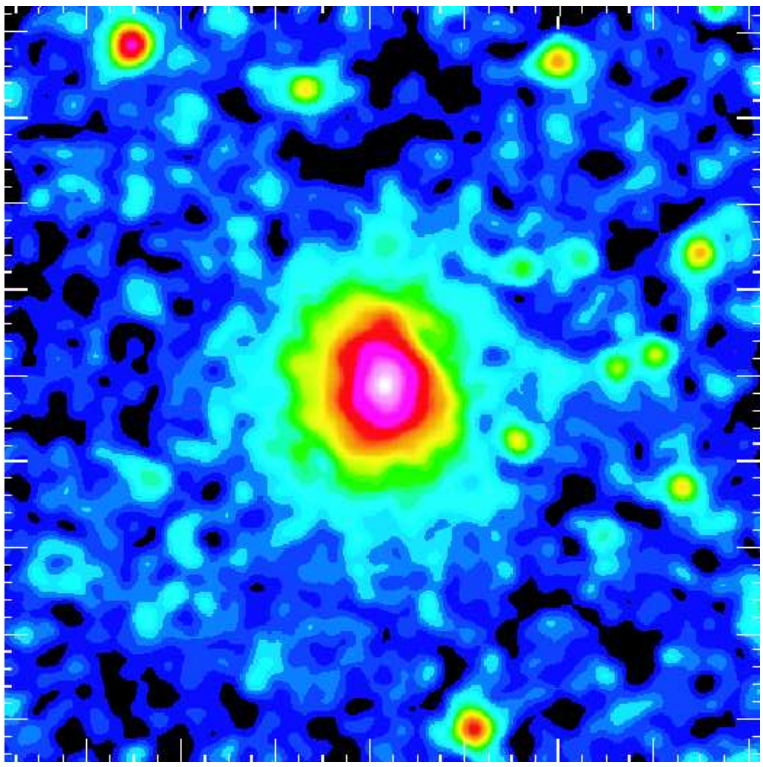


FIG. 3.8 – *Image couleur du premier amas observé et étudié dans le projet "XMM-Newton Ω" : RXJ1120.1. Image tirée de Arnaud et al. 2002 [10]. Sur cette image, l'émission X est détectée jusqu'au rayon Viriel.*

[10] ; elle présente l'émission X de l'amas qui est observée jusqu'à son rayon viriel environ.

La figure 3.7 montre le profil de surface et l'ajustement par un modèle β dont les paramètres sont $\beta = 0.77 \pm 0.03$, $\theta_c = 27.4 \pm 1.2$ arcsec, $r_c = 209\ ^{+9}_{-8}\ h_{50}^{-1}$ kpc (Table 3.4). Un spectre a été ajusté dans une zone centrale de 145 arcsec. La température, la métallicité et le redshift ont été obtenus par l'ajustement d'un modèle spectral de paramètres : $T = 5.45^{+0.26}_{-0.35}$ keV, $Z = 0.47 \pm 0.09$ et $z = 0.6 \pm 0.08$. Ce redshift correspond environ à 60 % de l'âge actuel de l'Univers. Il s'agit de la première observation résolue d'un profil d'émission à une telle distance. La comparaison des résultats obtenus avec ceux de M. Arnaud et al. 2002 [10], est résumée dans la table 3.6. Malgré de petites différences dans la valeur des paramètres obtenus, dues à de légères différences de traitement, les résultats de ces deux analyses sont en bon accord et concluent qu'en l'absence de sous-structures et étant donné le profil isotherme (figure 3.9), RXJ1120.1 semble être un amas relaxé.

RXJ1334.3+5030

La figure 3.5(b) montre l'image obtenue de RXJ1334.3 par les caméras PN, MOS1 et MOS2 ajoutées dans la bande [0.3-4.5 keV], corrigée du rayonnement de fond et du vignetage et dont les sources ponctuelles ont été soustraites. La figure 3.7(b) montre le profil de brillance de surface sur lequel un modèle β a été ajusté avec les paramètres : $\beta = 0.66 \pm 0.02$, $\theta_c = 20 \pm 1$ arcsec et $r_c = 154 \pm 10\ h_{50}^{-1}$ kpc. Le spectre (figure 3.10(b)), extrait d'une région de 120", est ajusté par un modèle

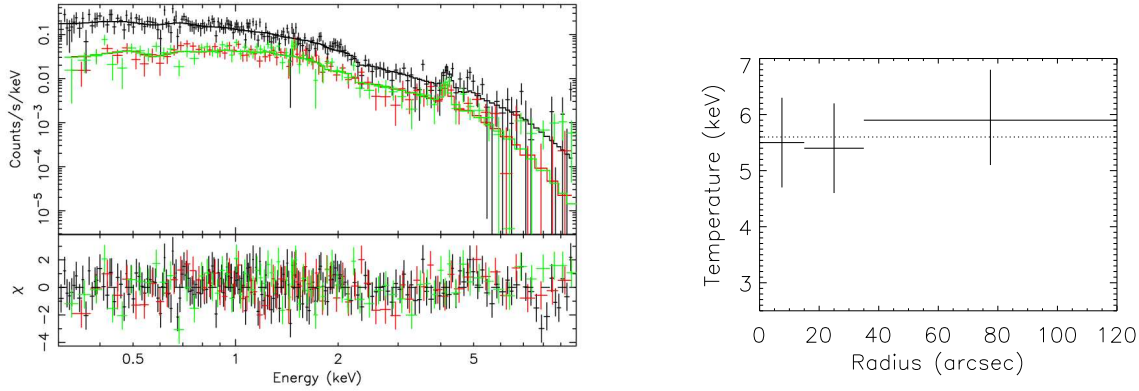


FIG. 3.9 – *A gauche : ajustement spectral et résidus pour l'amas RXJ1120.1; en noir : données PN; gris clair et foncé : MOS1&2 . A droite : profil de température de RXJ1120.*

Auteur	T_x	L_x (EdS) (10^{44} erg s^{-1})	β	θ_c ($''$)
Arnaud et al. 2002	5.3 ± 0.5 keV	13.9 ± 0.8	$0.78^{+0.06}_{-0.04}$	$26.4^{+3.6}_{-2.4}$
Lumb et al. 2004	$5.6^{+0.25}_{-0.3}$ keV	14.4 ± 0.2	0.77 ± 0.03	27.4 ± 1.2

TAB. 3.6 – *Comparaison des paramètres obtenus par ajustement des modèles aux observations de l'amas RXJ1120.1 par Arnaud et al. (2002) (première ligne) et par Lumb et al. (2004) (seconde ligne). Ici L_x représente la luminosité bolométrique.*

avec les paramètres : $T = 5.20^{+0.26}_{-0.28}$ keV, $Z = 0.15 \pm 0.08$ et $z = 0.63 \pm 0.02$. Le redshift mesuré est en bon accord avec la précédente mesure en optique : $z = 0.62$ [189]

RXJ0337.7-2522

La figure 3.5(c) montre l'image obtenue de RXJ0337.7 par les caméras PN, MOS1 et MOS2 ajoutées dans la bande [0.3-4.5 keV], corrigée du rayonnement de fond et du vignetage et dont les sources ponctuelles ont été soustraites. La figure 3.7(c) montre le profil de brillance de surface sur lequel un modèle β a été ajusté avec les paramètres : $\beta = 0.76^{+0.08}_{-0.04}$, $\theta_c = 19.4 \pm 2.5$ arcsec et $r_c = 145 \pm 18\ h_{50}^{-1}$ kpc. Le spectre (figure 3.10(c)), extrait d'une région de 120", est ajusté par un modèle avec les paramètres : $T = 2.6 \pm 0.35$ keV, $Z = 0.38 \pm 0.09$ et $z = 0.57 \pm 0.3$. Le redshift mesuré est en bon accord avec la précédente mesure en optique : $z = 0.577$ [38].

RXJ0505.3-2849

La figure 3.5(d) montre l'image obtenue de RXJ0505.3 par les caméras PN, MOS1 et MOS2 ajoutées dans la bande [0.3-4.5 keV], corrigée du rayonnement de fond et du vignetage et dont les sources ponctuelles ont été soustraites. La figure 3.7(d) montre le profil de brillance de surface sur lequel un modèle β a été ajusté avec les paramètres : $\beta = 0.66^{+0.05}_{-0.04}$, $\theta_c = 22.8 \pm 2.4$ arcsec et $r_c = 164 \pm 17\ h_{50}^{-1}$ kpc. Le spectre (figure 3.10(d)), extrait d'une région de 120', est ajusté par un modèle avec les paramètres : $T = 2.5 \pm 0.5$ keV, $Z = 0.17 \pm 0.08$ et $z = 0.53 \pm 0.04$. Le redshift

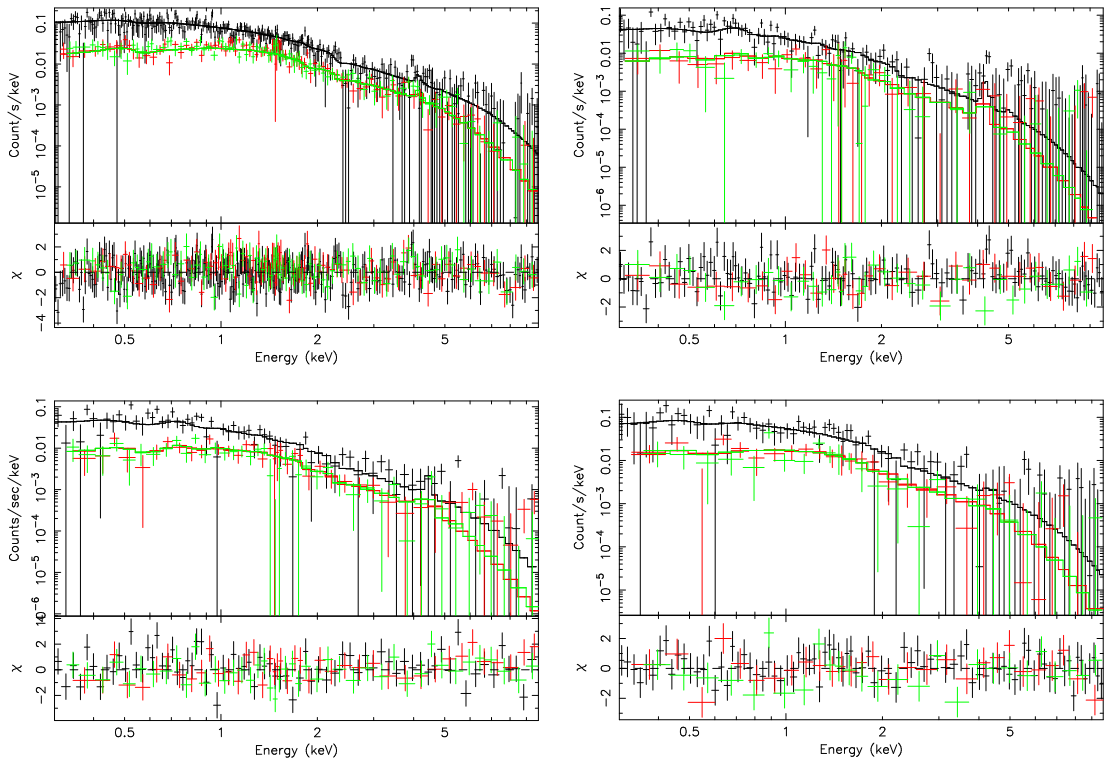


FIG. 3.10 – *Spectres, ajustements et résidus pour (de haut en bas et de gauche à droite): RXJ1334.3; RXJ0337.7; RXJ0505.3 et RXJ1354.2. En noir les données PN et en gris clair/foncé les données MOS 1/2.*

mesuré est en bon accord avec la précédente mesure en optique : $z = 0.51$ [38]. La comparaison des sources ponctuelles détectées sur cette image avec le catalogue APM [132] suggère une précision des observations de l'ordre de 2 secondes d'arc. A titre de test, un ajustement spectral a été effectué sur les données non corrigées des sources ponctuelles. La température ainsi obtenue est inchangée en tenant compte des barres d'erreurs.

RXJ0847.2+3449

La figure 3.6(a) montre l'image obtenue de RXJ0847.2 par les caméras MOS1 et MOS2 ajoutées dans la bande [0.3-4.5 keV], corrigée du rayonnement de fond et du vignetage et dont les sources ponctuelles ont été soustraites. A l'époque de cette observation, la caméra PN a subi un dysfonctionnement. Cette perte de données a été en partie compensée par une augmentation du temps d'observation des caméras MOS. Cet amas est sélectionné de l'échantillon 160 SD [225], c'est le seul amas présenté ici qui n'est pas issu du catalogue SHARC. Pour éviter une trop forte contamination par l'émission d'un quasar brillant (QSO PG 0844+34) seul le centre de l'image est montré figure 3.5. Un autre quasar (QSO 0843+349) plus faible est identifié à seulement 3 minutes d'arc à l'ouest de l'amas. Son redshift est mesuré à $z = 1.57$. Une deuxième zone d'émission X semble située au nord-est de l'amas. Celle-ci porte le nom provisoire XMMUJ084701+345117 et semble avoir été déjà repérée par A. Vikhlinin comme une concentration de galaxies faibles. Mais aucun redshift n'a été mesuré jusqu'à aujourd'hui. Ces deux sources sont en dehors de la région d'extraction spectrale (120") et sont soustraites pour les études spectrales et spatiales de l'amas. Les paramètres spectraux obtenus sont : $T = 3.62^{+0.58}_{-0.51}$ keV, $Z = 0.3 \pm 0.28$ et $z = 0.54 \pm 0.04$, en bon accord avec la mesure optique [225] ($z = 0.56$). La figure 3.7 montre le profil de brillance de surface sur lequel un modèle β a été ajusté avec les paramètres : $\beta = 0.81 \pm 0.07$, $\theta_c = 42 \pm 4$ arcsec et $r_c = 307 \pm 30\ h_{50}^{-1}$ kpc. Un spectre a également été extrait d'une région de 80" autour de XMMUJ084701.8 mais le redshift n'a pu être contraint par le spectre X et aucune autre mesure n'existe. En fixant la métallicité à $Z = 0.3$ et le redshift à celui de l'amas $z = 0.56$ l'ajustement spectral fournit une température $T = 1.8^{+1.0}_{-0.4}$ keV et une luminosité bolométrique $L_{bol} \sim 1 \times 10^{43}$ erg.s^{-1} ce qui correspond à un groupe.

RXJ1325.5-3826 et RXJ1325.0-3814

La figure 3.6(b) montre l'image obtenue de RXJ1325.5 par la seule caméra PN dans la bande [0.3-4.5 keV]. En effet les observations de cet amas nous ont été cordialement fournies par M. Watson qui s'intéressait à la source IRAS 13224-3809 proche. Or pour observer cette source brillante il a choisi le mode obturé ("window") dans lequel les amas sont masqués. La figure 3.7 montre le profil de brillance de surface sur lequel un modèle β a été ajusté avec les paramètres : $\beta = 0.64^{+0.09}_{-0.07}$, $\theta_c = 17.3 \pm 3$ arcsec et $r_c = 115 \pm 20\ h_{50}^{-1}$ kpc. Le spectre (figure 3.10(b)), extrait d'une région de 90" (petite à cause de la proximité de la source IRAS), est ajusté par un modèle avec les paramètres : $T = 4.15^{+0.4}_{-0.3}$keV, $Z = 0.31^{+0.19}_{-0.17}$ et $z = 0.44 \pm 0.01$. Le redshift mesuré est en bon accord avec la précédente mesure en optique : $z = 0.445$ [38]. Dans le même champ de vue apparaît un deuxième amas : RXJ1325.0-3814 (figure 3.6(b)). L'étude spatiale est rendue trop compliquée par la

position de l'amas (sur une zone externe du détecteur où la PSF est mal connue) mais l'étude spectrale de cet amas est possible. Une température $T = 3.2 \pm 0.4$ keV et un redshift $z = 0.29 \pm 0.02$ (en bon accord avec la mesure optique $z = 0.296$ [38]) sont déduits de cet ajustement.

RXJ1701.3+6414 et Abell2246

L'observation de cet amas a beaucoup souffert de l'augmentation des protons solaires dus à l'approche du satellite de la ceinture de radiation. Heureusement il s'agit d'un des amas les plus brillants et les images et spectres extraits sont tout de même de bonne qualité. La figure 3.6(c) montre l'image obtenue de RXJ0337.7 par les caméras PN, MOS1 et MOS2 ajoutées dans la bande [0.3-4.5 keV], corrigée du rayonnement de fond et du vignetage. Deux sources ponctuelles ont été marquées : un quasar (QSO HS1700+6416) et un amas déjà connu, Abell2246. La figure 3.7 montre le profil de brillance de surface sur lequel un modèle β a été ajusté avec les paramètres : $\beta = 0.64 \pm 0.05$, $\theta_c = 30 \pm 2.5$ arcsec et $r_c = 204\ h_{50}^{-1}$ kpc, fixé à la valeur mesurée par Chandra. Le spectre (figure 3.10(c)), extrait d'une région de 120", est ajusté par un modèle avec les paramètres : $T = 4.5^{+1.5}_{-1.0}$keV, $Z = 0.24 \pm 0.2$ et $z = 0.44 \pm 0.02$. Le redshift mesuré est en bon accord avec la précédente mesure en optique : $z = 0.453$ [189]. L'amas Abell2246 est situé dans le même champ de vue et une analyse spectrale a également été faite, fournissant les paramètres suivants : $T = 2.7^{+0.6}_{-0.5}$ keV, $Z = 0.32 \pm 0.13$ et $z = 0.22 \pm 0.04$, en bon accord avec la mesure optique $z = 0.225$ [210] .

RXJ1354.2-0222

La figure 3.6(d) montre l'image obtenue de RXJ1354.2 par les caméras PN, MOS1 et MOS2 ajoutées dans la bande [0.3-4.5 keV], corrigée du rayonnement de fond et du vignetage et dont les sources ponctuelles ont été soustraites. La figure 3.7 montre le profil de brillance de surface sur lequel un modèle β a été ajusté avec les paramètres : $\beta = 0.68 \pm 0.06$, $\theta_c = 33.6^{-4.9}_{+3.6}$ arcsec et $r_c = 248^{+36}_{-26}\ h_{50}^{-1}$ kpc. Le spectre (figure 3.10(d)), extrait d'une région de 120", est ajusté par un modèle avec les paramètres : $T = 3.66^{+0.6}_{-0.5}$ keV, $Z = 0.25 \pm 0.14$ et $z = 0.53 \pm 0.04$. Le redshift mesuré est en bon accord avec la précédente mesure en optique : $z = 0.55$ [38].

La table 3.4 résume les différents résultats issus de l'analyse spatiale et spectrale de ces huit amas. Les valeurs moyennes obtenues pour les abondances, les rayons de cœur et les β sont : $< Z >= 0.28 \pm 0.08$, $< r_c >= 195 \pm 50\ h_{50}^{-1}$ kpc et $< \beta >= 0.70 \pm 0.56$. Elles sont en accord avec les mesures typiques pour les amas proches [86] [112] [141].

Ces amas ont été sélectionnés à partir d'échantillons flux limité dont la fonction de sélection est connue et sont donc représentatifs de la population globale à ce redshift. Nous avons utilisé ces mesures pour déterminer la relation $L_X - T_X$ à $0.45 < z < 0.62$ et étudier l'évolution en redshift de cette relation.

3.4.2 Evolution de la relation $L - T$ avec le redshift

Une fois la relation $L - T$ locale déterminée, on souhaite connaître son comportement pour des amas lointains. Cette question est soulevée depuis de nombreuses années mais restait, jusqu'en 2003, sans réponse probante. C'est pour y répondre

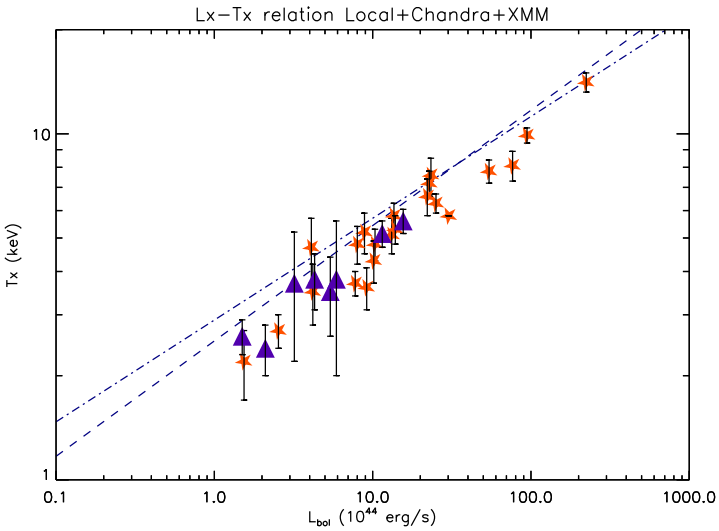


FIG. 3.11 – *Illustration de l'évolution de la relation $L-T$: les droites représentent la relation locale (avec deux ajustements possibles) et les données sont les mesures sur les amas lointains (les étoiles sont les amas observés par Chandra [227] et les triangles sont les 8 amas XMM décrits ci-dessus [130]. Tous les amas mesurés par XMM sont situés au-dessous de la relation locale ainsi que la grande majorité de ceux mesurés par Chandra.*

que le "XMM-Newton Ω-project" à été constitué ([19]). Ce projet a pour but d'observer, avec le satellite XMM-Newton, un échantillon d'amas sélectionnés dans un catalogue flux limité (SHARC) à un redshift moyen z $\sim$ 0.5 de manière à pouvoir comparer la relation $L-T$ locale avec celle observée à grande distance.

Une première approche grossière consiste simplement à reporter (sur la figure 2.12) les mesures obtenues par le projet décrit ci-dessus (figure 3.11). On peut déjà constater (visuellement) que tous les points mesurés par XMM sont situés au dessus de la relation locale; ceci est un premier signe en faveur d'une évolution de cette relation. Sur cette figure, seuls les amas issus du programme XMM sont représentés. De nombreux amas distants ont également été observés par le satellite Chandra, les données correspondantes sont montrées figure 3.11 et 3.12.

Une seconde étape consiste à quantifier cette évolution. L'idéal serait évidemment de pouvoir comparer à grand redshift la fonction de température et la fonction de luminosité des amas et ainsi de pouvoir déterminer la meilleure relation $L-T$ pour convertir la TDF en XLF et inversement, exactement comme dans le cas local. Cependant, les observations capables de fournir des mesures de température manquent encore cruellement et les tentatives de mesure de la fonction de luminosité ou de température lointaine sont encore marginales : P. Henry (1997) [96] a constitué une fonction de température avec une dizaine d'amas à $z \sim 0.33$, C. Mullis et al. [146] ont publié en 2004 une étude de l'évolution de la fonction de luminosité à partir de découpages en redshift du 160deg^2 et H. Ebeling travaille actuellement sur la fonction de luminosité à grand redshift de l'échantillon MACS (ces différents échantillons sont présentés au chapitre 4).

Faute de mesures fiables de température des amas d'un échantillon flux limité lointains, l'évolution de la relation $L-T$ est mesurée par un ajustement d'une loi d'évolution en loi de puissance du redshift. Pour cela, j'utilise les observations

Normalisation	*exposant*	β	Méthode	données
$L_4 = 4.$	3	0.65 ± 0.21	médiane	XMM
$L_4 = 4.$	3	0.67± 0.3	χ^2	XMM
$L_4 = 4.$	3	0.86± 0.3	médiane	Chandra
$L_4 = 4.$	3	0.66 ±0.22	χ^2	Chandra
$L_4 = 4.$	3	0.82 ±0.13	médiane	XMM+Chandra
$L_4 = 4.$	3	0.665 ± 0.18	χ^2	XMM+Chandra
$L_4 = 3.$	3.4	1.2 ± 0.2	médiane	XMM+Chandra
$L_6 = 12.44$	2.64	0.7 ± 0.3	médiane	XMM
$L_6 = 12.44$	2.64	0.62 ± 0.27	χ^2	XMM
$L_6 = 12.44$	2.64	0.99 ± 0.3	médiane	Chandra
$L_6 = 12.44$	2.64	0.83± 0.13	χ^2	Chandra
$L_6 = 12.44$	2.64	0.9 ± 0.15	médiane	XMM+Chandra
$L_6 = 12.44$	2.64	0.66± 0.22	χ^2	XMM+Chandra
$L_6 = 12.44$	2.64	0.6± 0.3	médiane	Chandra (Vikhlinin 2002)
$L_6 = 12.44$	2.64	0.68± 0.26	χ^2	XMM (Lumb 2004)
L_1 =0.065 ± 0.01	2.88±0.15	0.95± 0.2	χ^2	Arnaud & Evrard 1999
L_1 =0.05	3.	0.5 ± 0.3	χ^2	ASCA (Sadat et al. 1998)
L_1 =0.31 ±0.09	2.8±0.3	1.1 ± 1.1	χ^2	ASCA (Novicki et al. 2002)

TAB. 3.7 – *Différents résultats sur l'évolution observée de la relation $L-T$, pour un modèle Einstein-De Sitter.*

des 8 amas du projet "XMM-Newton Ω" qui fournissent de bonnes mesures de température et de luminosité. Pour mesurer l'évolution, j'ai calculé un jeu de coefficients dont la construction permet de mettre en évidence simplement un effet d'évolution indépendemment de la cosmologie. Un coefficient $C(z)$ est construit pour chaque amas comme le rapport entre la luminosité observée et la luminosité déduite de la relation $L_X - T_X$ sans évolution [196].

$$C(z) = \frac{L}{AT^B} \frac{D_l(\Omega_M = 1,z)^2}{D_l(\Omega_M,z)^2} \tag{3.1}$$

où AT^B correspond à l'ajustement de la relation $L-T$ locale, les coefficients $C(z)$ mesurent donc directement l'évolution par rapport à la relation locale (sans évolution, le coefficient vaut 1.). L'ajustement du jeu de coefficients ainsi construit par une évolution en loi de puissance de z, fournit une mesure de l'évolution :

$$C(z) = (1+z)^\beta \tag{3.2}$$

Les meilleurs paramètres obtenus par différentes méthodes (médiane, χ^2) et pour différents jeux de données (XMM seul ou XMM+Chandra) sont résumés dans le tableau 3.7.

Les figures 3.12 représentent les résultats obtenus par cette méthode : le jeu de coefficients $C(z)$ montre sans ambiguïté l'évolution de la relation $L-T$. L'évolution

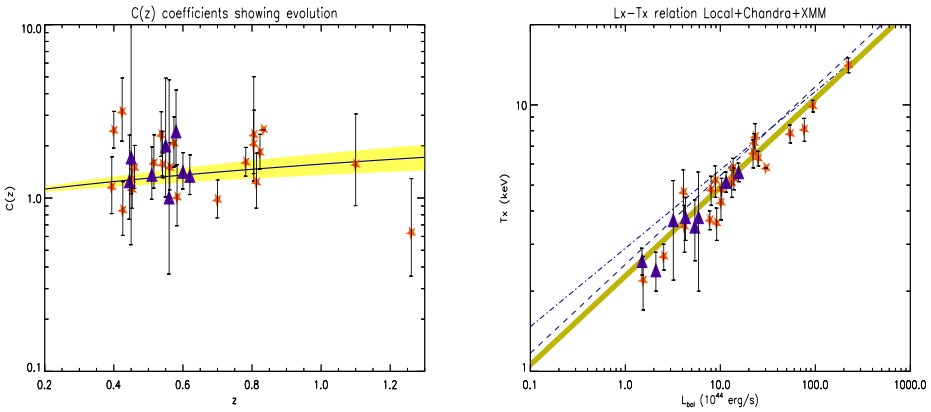


FIG. 3.12 – *A gauche : coefficients $C(z)$ combinés (XMM et Chandra). Ces coefficients mesurent l'écart entre la luminosité observée et la luminosité déduite de la relation $L-T$ sans évolution. A droite : relation $L-T$ observée à grand redshift et comparée aux relations locales. Les étoiles et les triangles sont respectivement les données Chandra et XMM et la zone remplie représente l'incertitude sur le coefficient d'évolution de $L-T$.*

ainsi mesurée est telle que $\beta = 0.65 \pm 0.3$. Ce résultat, qui montre une évolution plus faible que celle attendue avec les relations d'échelles ($\beta = 1.5$), est en parfait accord avec le résultat obtenu avec des observations du satellite Chandra [227] : $\beta = 0.6 \pm 0.3$ (EdS) [227] et avec la mesure effectuée par D. Lumb après correction des "cooling flows" et publiée dans le premier article de la collaboration [130]: $\beta = 0.68 \pm 0.26(EdS)$. D'autres résultats, utilisant des mesures du satellite ASCA sont également en accord [196]. Il existe cependant une étude contradictoire [74]

L'approche utilisée pour traiter les données a pu être testée sur RXJ1120 qui dispose du meilleur rapport signal sur bruit, puis appliquée de manière similaire aux autres amas. Différentes techniques ont ainsi pu être comparées. De nombreux efforts ont été fournis pour rendre ces mesures extrêmement robustes : les détails techniques sont publiés dans Lumb et al. 2004a [130]. Dans la plupart des cas, les données des trois caméras embarquées ont été extraites puis additionnées afin d'obtenir un meilleur signal. Dans deux cas, seules les données de la caméra PN étaient disponibles mais des tests sur RXJ1120 ont montré que les réponses des différentes caméras et l'analyse spectrale étaient cohérentes.

3.4.3 Effet des "cooling Flows"

Depuis que les instruments permettent de résoudre en détails l'émission X jusqu'au coeur des amas, différentes caractéristiques y sont mesurées. En particulier des restes d'effets de fusions de halos plus petits sont observés sous la forme de surdensités (zones plus lumineuses en X) ou "clumps" et, dans certains cas, un effet de refroidissement du gaz au centre. Cet effet est nommé "refroidissement de cœur" ou "cooling Flow". Les refroidissements de cœur peuvent avoir deux effets, le premier est de diminuer légèrement la température globale de l'amas et le second est d'augmenter la luminosité. Ces effets augmentent la dispersion dans la relation $L_X - T_X$ et peuvent en modifier la pente. Pour prendre en compte cet effet, les observateurs choisissent soit d'exciser les données de la zone centrale [8], soit d'utiliser un ajustement spectral à deux composantes, de températures différentes [104], soit

	RXJ0337	RXJ0505	RXJ0847	RXJ1120	RXJ1325	RXJ1334	RXJ1354	RXJ1701
				"Cooling Flow" Excisés				
T_x (keV)	2.52 $^{+0.36}_{-0.32}$	2.56 ± 0.3	3.91 $^{+0.5}_{-0.35}$	5.35 $^{+0.42}_{-.32}$	3.77 $^{+0.4}_{-0.36}$	4.98 $^{+0.26}_{-0.32}$	3.86 $^{+0.62}_{-0.55}$	4.8 $^{+1.9}_{-1.3}$
L_{bol}	1.91 ± 0.17	1.97 ± 0.16	3.89 ± 0.7	13.7 ± 0.23	4.2 ± 0.8	9.47 ± 0.24	5.3 ± 0.4	10.2 ± 1.1
				sans correction				
T_x (keV)	2.6 $\pm$ 0.35	2.5 ± 0.3	3.62 $^{+0.58}_{-0.51}$	5.45 ± 0.3	4.15 $^{+0.4}_{-0.3}$	5.20 $^{+0.26}_{-0.28}$	3.66 $^{+0.6}_{-0.5}$	4.5 $^{+1.5}_{-1.0}$
L_{bol}	1.97 ± 0.1	2.03 ± 0.11	4.07 ± 0.2	14.4 ± 0.2	4.5 ± 0.7	9.59 ± 0.27	5.18 ± 0.3	11.1 ± 1.0

TAB. 3.8 – *Comparaison des résultats obtenus avec et sans correction des "cooling Flows". L_{bol} est exprimée en unité 10^{44} erg s^{-1}.*

de masquer les régions centrales où un refroidissement est clairement visible [227], soit encore de masquer les régions centrales de tous les amas de l'échantillon [133].

Les résultats obtenus après corrections des "cooling flows" par excision de la région centrale de rayon $r = 50\ h_{50}^{-1}$ kpc sont très proches de ceux sans correction. Une comparaison de ces résultats avec ceux sans correction est exposée dans le tableau 3.8. Les températures changent très peu, toujours dans les barres d'erreurs statistiques. Dans deux cas seulement (RXJ1120 et RXJ1701) la luminosité varie au-delà de l'erreur à 1 σ, de 5% et 9% respectivement. Comme précisé dans le paragraphe précédent, la mesure de l'évolution de la relation $L_X - T_X$ est cohérente avec la précédente.

3.4.4 Mesure de la fraction baryonique dans les amas

La grande qualité des données obtenues avec le satellite XMM-Newton nous a également permis de mesurer le profil de la fraction de baryons dans les amas distants. Les hypothèses d'auto-similarité impliquent l'universalité du profil radial des différentes quantités physiques du gaz, c'est-à-dire que quel que soit leur redshift ou leur température, les profils des amas doivent avoir la même forme générale en fonction du rayon normalisé. Les résultats de simulations numériques vont dans ce sens et exhibent un profil universel pour les halos de matière noire de différentes tailles : le profil NFW en est un bon exemple (Navarro, Frenk & White [147]). Par ailleurs de nombreuses observations accréditent ce résultat (au moins dans les régions externes des amas) [2]. De plus, la fraction de gaz semble également suivre une loi universelle [191], proche de celle issue des simulations numériques [194]. Ces différents résultats confortent l'idée que la structure du gaz des amas de galaxies n'est pas trop affectée par d'éventuels effets non-thermiques, au moins dans les parties externes. Cependant l'application du test cosmologique fondé sur l'universalité du profil de masse de gaz dans les amas, et la détermination de Ω_M par cette voie, souffrent encore de la méconnaissance de la structure interne du gaz. La fraction de masse de gaz à un rayon donné est estimée par la relation : $f_{gaz}(r) = M_{gaz}(r)/M_{tot}(r)$. La masse de gaz est estimée directement à partir des observations.

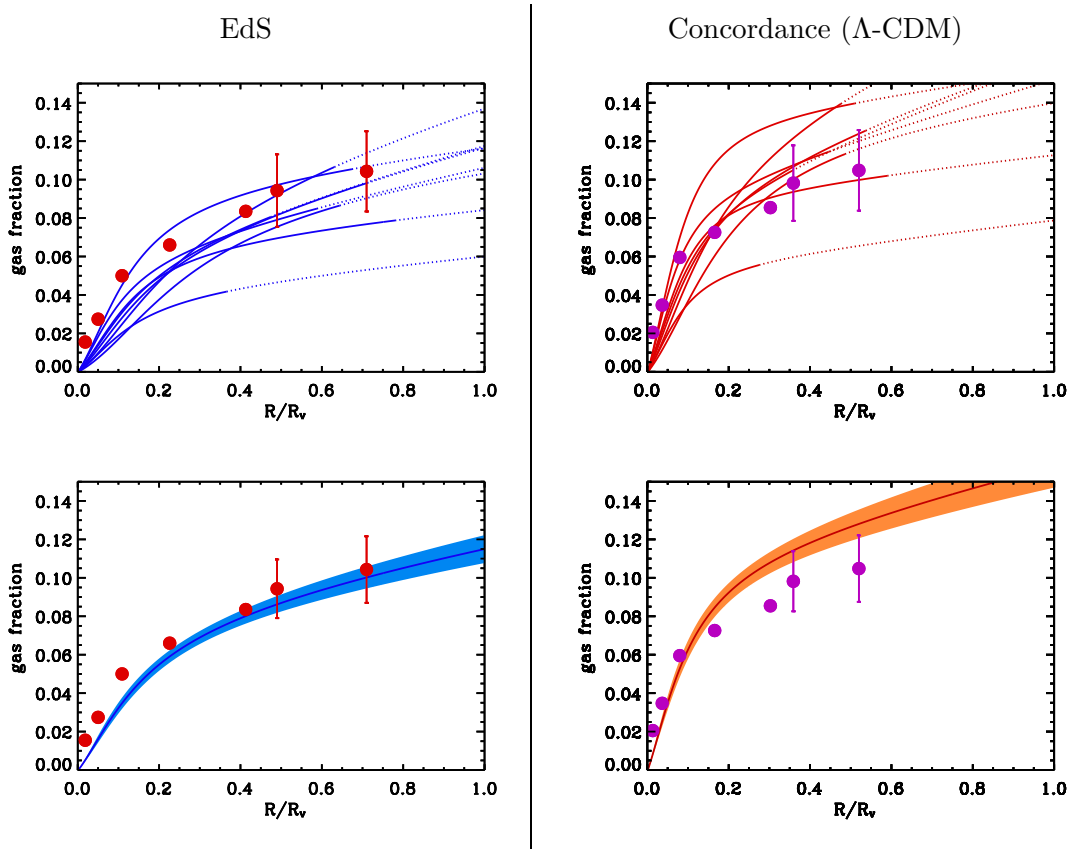


FIG. 3.13 – *Fraction de gaz, f_{gaz}, en fonction du rayon normalisé au rayon viriel, R/R_V. Les figures de gauche représentent le profil de masse de gaz calculé dans un modèle Einstein-De Sitter et à droite dans le modèle de concordance. Les figures du haut montrent le profil de masse de gaz pour chaque amas du projet "XMM-Newton Ω" jusqu'au rayon maximum des observations X (en trait plein) et l'extrapolation jusqu'au rayon viriel. Les données sur les amas locaux sont représentées par les points [191] [226]. Les barres d'erreur représentent la dispersion typique de l'échantillon de Vikhlinin et al. 1999 [226]. Les figures du bas montrent la moyenne des fractions de gaz observé, les zones pleines représentent l'incertitude.*

Son profil est défini par celui de la densité électronique n_e :

$$M_g(r) = 4\pi\mu m_p \int_0^r n_e(r)\, r^2\, dr. \tag{3.3}$$

On suppose ici que le gaz intra-amas est totalement ionisé et qu'il est distribué selon le modèle β, dont les paramètres sont ceux obtenus par Lumb et al. 2004 [130] (cf. table 3.4) :

$$n_e(r) = \mu m_p n_e(0) \left(1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right)^{-\frac{3}{2}\beta} \tag{3.4}$$

La densité centrale $n_e(0)$ est déduite de la normalisation du modèle spectral "MEKAL" (ces valeurs sont fournies pour chaque amas dans Lumb et al. 2004). Et la distribution de matière des amas est supposée suivre le profil NFW [147] avec un paramètre de concentration c=5 (pour comparaison avec Roussel et al. 2000) [191]. La masse totale est obtenue par l'intermédiaire de la relation masse-température.

	RXJ0337	RXJ0505	RXJ0847	RXJ1120	RXJ1325	RXJ1334	RXJ1354	RXJ1701
z	0.577	0.51	0.56	0.60	0.445	0.62	0.551	0.45
T (keV)	2.6 $^{+0.4}_{-0.3}$	2.5 ± 0.3	3.85 $^{+0.5}_{-0.3}$	5.45 ± 0.3	3.9 $^{+0.4}_{-0.3}$	4.93 $^{+0.25}_{-0.35}$	3.66 $^{+0.6}_{-0.5}$	4.95 $^{+1.15}_{-0.95}$
Einstein-De Sitter								
r_{500}	0.723	0.757	0.867	1.024	1.041	0.982	0.879	1.079
f_{gaz}	0.0783	0.0988	0.0961	0.1054	0.0704	0.0950	0.1165	0.1016
Modele de concordance (ΛCDM)								
r_{500}	1.315	1.358	1.572	1.87	1.843	1.799	1.591	1.911
f_{gaz}	0.1109	0.1503	0.1433	0.1495	0.1007	0.1448	0.1828	0.1423

TAB. 3.9 – *Mesure des fractions de masse de gaz au rayon r_{500}, correspondant au rayon pour lequel le contraste de densité vaut 500 (le rayon viriel correspond à $\sim$ r_{200}). Les valeurs sont calculées, à titre de comparaison, dans le modèle de concordance ΛCDM et Einstein-De Sitter.*

L'incertitude sur la normalisation de cette relation n'affecte pas les résultats du test fondé sur l'étude de l'évolution de la fraction de baryons dans les amas, car son but est de comparer deux populations identiques à des époques différentes. Les valeurs obtenues pour les fractions de gaz des amas du projet "XMM-Newton Ω" sont fournies table 3.9 pour les deux modèles cosmologiques considérés : ΛCDM et Einstein-De Sitter. La valeur moyenne de la fraction de masse de gaz ainsi mesurée est : $f_{gaz} = 0.095$ à r_{500} pour le modèle Einstein-De Sitter et $f_{gaz} = 0.14$ pour le Λ-CDM. Le résultat est présenté figure 3.13 dans les modèles cosmologiques Einstein-De Sitter (à gauche) et "Λ-CDM" (à droite). La fraction de masse de gaz est représentée jusqu'au rayon viriel, qui dépend de la cosmologie selon la relation (normalisation pour $h = 0.5$) :

$$R_v(\Omega_M,z) = 1.34 M_{15}^{1/3} (\Omega_M(1+\Delta_v(\Omega_M,z))/179)^{1/3} h^{-2/3} (1+z)^{-1} (\mathrm{h}^{-1}\mathrm{Mpc}) \qquad (3.5)$$

où Δ_v est le contraste de densité au rayon viriel. Cette dépendance est faible pour les amas locaux mais devient importante à grand redshift. Pour les deux modèles, la forme globale du profil de masse de gaz est en bon accord avec le profil moyen observé localement [194], avec une croissance de la fraction de gaz avec le rayon. La valeur absolue de la fraction de gaz ainsi obtenue semble légèrement inférieure aux valeur cités dans la littérature, ceci dépend en fait de la normalisation de la relation M-T utilisée (ici celle de Bryan et Norman 1998 [36]) et de la valeur de H_0 (ici h=0.5); par contre, les conclusions cosmologiques n'en dépendent pas [197]. Je développe l'analyse cosmologique de ces résultats au chapitre 5 section 5.6.

Chapitre 4

Les amas de galaxies à grand décalage spectral

En tant que plus grandes structures formées dans l'Univers, les amas de galaxies sont de bons traceurs de la densité de masse universelle. Leur population est représentative de l'Univers à grande échelle. Issues des fluctuations initiales de densité, les structures se forment par contraction gravitationnelle lors de l'expansion de l'Univers : ce processus est très dépendant de la cosmologie sous-jacente (en particulier de la densité de matière). L'étude de la population d'amas distants est donc un bon outil pour contraindre les paramètres de formation des structures et les paramètres cosmologiques. Cette dépendance a été relevée pour la première fois en 1980 par S.C. Perrenod [171] puis étudiée en détail grâce à la publication des premiers résultats sur les amas observés en X par le satellite Einstein du catalogue EMSS [172]. Dès lors, le test cosmologique qui consiste à mesurer Ω_M à partir de l'étude de l'évolution des amas, a suscité l'intérêt général mais les difficultés observationnelles ont retardé son application précise jusqu'à très récemment. En effet, ce test nécessite la constitution d'échantillons complets et homogènes dont la fonction de sélection est bien caractérisée pour éviter tout biais observationnel lié aux critères de sélection.

L'idéal pour étudier l'évolution de la population des amas de galaxies est de comparer directement la fonction de masse à un redshift élevé à la fonction de masse de la population locale. Or, la masse n'étant pas directement observable, on a recours aux relations d'échelles pour la relier aux paramètres observables : luminosité, température ou masse de gaz. J'ai argumenté au chapitre 2, section 2.10, sur le choix de la fonction de température (TDF) plutôt que de la fonction de luminosité X (XLF). La construction d'une fonction de température à grand redshift n'est pas aisée puisqu'elle requiert les mesures de température de tous les amas d'un échantillon statistiquement significatif, ce qui, évidemment requiert un temps d'observation très important et devient vite extrêmement coûteux. Dans la pratique, puisqu'on ne dispose pas encore de mesures de température de tous les amas dans une tranche de redshift, les fonctions de température sont construites à partir d'échantillons sélectionnés en flux. Je décris dans ce chapitre la constitution de tels échantillons "flux limités" en détaillant les catalogues que j'utiliserai pour comparer aux prédictions des modèles. Je présente ensuite les fonctions de température qui ont pu être déterminées à partir de ces échantillons. Celles-ci sont en nombre très restreint et sont, pour le moment, uniquement fondées sur l'échantillon "EMSS" (le

premier publié). Nous verrons alors que, pour les échantillons pour lesquels les flux des amas sont publiés, nous pourrons construire une "pseudo TDF" dans laquelle l'information sur la température des amas est obtenue par conversion des flux d'observation en luminosité puis en température, via la relation $L-T$ dont on connaît désormais l'évolution en redshift (cf. chapitre 3 section 3.4.2). Devant la difficulté à construire des fonctions de température statistiquement fiables et pour s'affranchir des mesures de températures extrêmement coûteuses, une deuxième approche a été développée : il s'agit de modéliser la distribution en redshift prédite pour un échantillon "flux limité" puis de la comparer à l'histogramme observé (cf. chapitre 5) [151] : il s'agit alors de calculer la fonction de masse intégrée au-delà de la masse seuil déterminée à partir du flux limite de détection.

4.1 Echantillons "flux limité" d'amas X

Le meilleur moyen pour constituer un échantillon complet d'amas massifs avec le moins de biais possible est probablement d'utiliser l'effet SZ (section 2.2) qui est indépendant du redshift des sources. Mais en attendant la disponibilité de tels relevés, qui seront possibles avec le futur satellite Planck de l'ESA prévu pour 2007, le meilleur moyen disponible est d'utiliser l'émission X du gaz intra-amas. Ce moyen a l'avantage d'éviter les effets de projection et de ne sélectionner que les objets gravitationnellement liés. Avant d'entrer dans les détails de constitution de ces échantillons, il est bon de rappeler la différence entre une collection d'observations d'amas et un relevé systématique. Alors que le but du premier est de collecter un maximum d'objets à étudier, le second applique des critères de sélection bien définis dans le but de sélectionner des objets avec des caractéristiques communes. On peut, par exemple, être amené à ôter un amas d'un échantillon car il ne correspondrait pas aux règles de sélection imposées et ne pourrait pas être traité comme les autres de manière homogène. L'émission X des amas est une aubaine pour la constitution de ces catalogues sélectionnés puisqu'elle trace directement le puits de potentiel gravitationnel de l'amas. Il en résulte une forte corrélation entre la luminosité X des amas et leur masse totale, ce qui permet de sélectionner, en X, les amas par masse. L'observation X a permis de progresser de manière significative par rapport à la constitution de catalogues fondés sur des observations optiques, pour lesquels la corrélation entre la masse et la densité de galaxies observées en optique est plus faible.

Depuis une quinzaine d'années, plusieurs équipes ont construit de tels échantillons, certains publiés d'autres non, que l'on peut globalement regrouper en deux types :

- les catalogues "serendipitous" ou "au hasard" tels que EMSS, SHARC, 160deg^2, WARPS ou RDCS, sont issus de recherche d'émission X diffuse dans des observations pointées.
- les catalogues à "couverture contiguë" tels que BCS, NEP ou REFLEX, fondés sur le "ROSAT All Sky Survey". A l'exception du catalogue NEP, les relevés contigus couvrent de larges surfaces angulaires ($\simeq$ 10 000 deg^2) et donc de grands volumes de détection mais se limitent à la détection des objets brillants.

L'échantillon MACS fait partie des deux catégories à la fois puisque les sources y sont détectées "au hasard" mais il couvre tout le ciel : sa couverture est donc contiguë. Les différentes échelles de luminosité et de redshift couvertes par ces

Acronyme	Nom complet	Référence
160SD	160 Square Degree *ROSAT* Cluster Survey	Vikhlinin 1998
BCS+eBCS	Brightest Cluster Sample	Ebeling1998,Ebeling2000b
	+ Extended Brightest Cluster Sample	
BSHARC	Bright Serendipitous High-Redshift	Romer2000
	Archival *ROSAT* Cluster Survey	
EMSS	*Einstein* Extended Medium Sensitivity Survey	Gioia 1990a
MACS	Massive Cluster Survey	Ebeling 2001c
NEP	*ROSAT* North Ecliptic Pole Survey	Henry 2001, Mullis 2001b
RASS1BS	RASS1 Bright Sample	DeGrandi 1999b
RDCS	*ROSAT* Distant Cluster Survey	Rosati 1995
REFLEX	*ROSAT*-ESO Flux Limited X-ray Galaxy Cluster Survey	Boehringer2001
RBS	*ROSAT* Bright Survey	Schwope2000
SSHARC	Southern Serendipitous High-Redshift	Burke2003
	Archival *ROSAT* Cluster Survey	
WARPS	Wide Angle *ROSAT* Pointed Survey	Scharf1997,Perlman2002

TAB. 4.1 – *Principaux relevés d'amas de galaxies sélectionnés en X.*

différents catalogues les rendent complémentaires et offrent la possibilité d'étudier différents problèmes cosmologiques.

Pour contraindre le modèle cosmologique par la comparaison statistique des catalogues d'amas sélectionnés en flux avec les prédictions des modèles, il est nécessaire de connaître précisément la couverture angulaire en fonction du flux et du redshift (et parfois de l'extension de l'amas) : il s'agit de la fonction de sélection de l'échantillon. Ceci permet de calculer le volume effectif de détection des amas. A partir de ce volume et avec la fonction de masse (chapitre 1.2.6), on peut modéliser le nombre d'amas en fonction du redshift et de la cosmologie sous-jacente pour un échantillon donné.

Nous avons vu précédemment que la différence entre les modèles cosmologiques est perceptible dans l'évolution que l'on mesure dans l'abondance des amas à différentes époques de l'Univers, ou, autrement dit dans la rapidité de formation des amas. Pour appliquer ce test il est donc fondamental d'observer des échantillons d'amas les plus lointains possibles mais également de bien connaître la population locale (cf. chapitre 2 section 2.4).

4.2 Echantillons utilisés dans la suite de l'étude

Grâce aux observations de tout le ciel par le satellite ROSAT, on peut rechercher des amas de galaxies émetteurs en X dans les données archivées. Plusieurs équipes ont développé des algorithmes de détection de surdensités d'émission X sur ce type de données. De nombreux catalogues d'amas ont ainsi vu le jour au cours des années 1990, ouvrant le champ des investigations statistiques de la distribution des amas

Acronyme	f_{xlim} erg/s/cm^2	Couverture angulaire deg^2	nombre d'amas total (et avec $z > 0.3$)	redshift max
160SD	1.2×10^{-13}[0.5-2.]	158	201 (73)	0.7
BSHARC	1.4×10^{-13}[0.5-2.]	178.6	94 (12)	0.83
EMSS	5×10^{-14} [0.3-3.5]	734.7	103 (25)	0.83
MACS	1×10^{-12} [0.1-2.4]	22735	887 (119)	0.7
NEP	7.8×10^{-14}[0.5-2.]	9×9	64 (19)	0.81
RDCS-3	$3. \times 10^{-14}$[0.5-2.]	47	103 (51)	0.85
SSHARC	1×10^{-14}[0.5-2.]	17.7	32 (16)	0.7
WARPS	7.8×10^{-14}[0.5-2.]	73	$\sim$ 150(2)	0.833

TAB. 4.2 – *Caractéristiques principales des relevés d'amas de galaxies à grand redshift sélectionnés en X, étudiés plus en détails dans la suite. Le flux présenté ici est le minimum accessible aux relevés, la bande d'observation est également fournie (en keV).*

en fonction du redshift. Ces catalogues sont en effet statistiquement intéressants puisqu'ils regroupent en tout plus de 300 amas à grand décalage spectral ($z > 0.3$). Dans cette thèse j'ai appliqué la comparaison des prédictions des modèles aux échantillons EMSS, RDCS, SHARC, 160deg^2, MACS, NEP et WARPS, que je détaille dans la suite.

4.2.1 EMSS : le "Extended Medium Sensitivity Survey"

L'échantillon "EMSS" de l'Observatoire Einstein (Gioia et al. 1990 [87]) est issue d'une grande étude des données archivées destinée à obtenir un catalogue des amas X les plus lumineux et les plus lointains observés avec cet instrument. C'est un échantillon d'amas flux limité qui contient 835 sources détectées au hasard. La sensibilité limite de ce relevé dans la bande [0.3-3.5 keV] varie de 5×10^{-14} à 3×10^{-12}erg.s^{-1}.cm^{-2}. Parmi ces sources, 104 sont identifiées comme étant des amas de galaxies. Plusieurs facteurs de corrections sont à prendre en compte lorsque l'on souhaite sélectionner des sources à partir de leurs propriétés X : l'absorption par notre galaxie, la dépendance de l'angle solide couvert en fonction du flux limite, la perte de flux due à la taille fixée de la cellule de détection ($2.4' \times 2.4'$) et la dépendance de ces effets avec le redshift. Le flux de chaque source a été converti à partir des taux de comptage, à l'aide d'un code de "Raymond-Smith" et en corrigeant de l'absorption galactique par l'utilisation des coefficients d'absorption de l'hydrogène neutre N_H de Stark et al. 1984 [209]. La plus importante de ces corrections est la prise en compte de la cellule de détection (particulièrement à bas redshift car les sources sont souvent plus étendues que la cellule). Celle-ci dépend fortement du redshift et doit être prise en compte dans tous les calculs qui utilisent ces flux; c'est évidemment le cas pour les modélisations que j'ai effectuées. La fonction de sélection de cet échantillon a été étudiée en détail par différents auteurs (Gioia 1990b [88], Henry et al. 1992 [95]). Au final, 20 amas "Abell" et 11 amas "Zwicky" ont été "redécouverts" dans EMSS ainsi qu'une trentaine de nouveaux amas à grand redshift ($z > 0.25$, z_{max}=0.83). De nombreux travaux d'intérêt cosmologique sont fondés sur l'étude de cet échantillon qui fut le premier disponible

"sur le marché". Depuis, de nombreux échantillons ont été créés, principalement à partir de données ROSAT. C'est le cas de tous les autres échantillons étudiés. De nouveaux catalogues à partir de données XMM et Chandra sont en cours de réalisation [224].

4.2.2 RDCS : le "ROSAT Deep Cluster Survey"

Le "RDCS" (Rosati et al., 1995 [192]) est construit à partir d'observations pointées (archivées) du satellite ROSAT-PSPC. Un algorithme fondé sur une analyse en ondelettes est utilisé pour détecter les sources X diffuses. Les candidats amas sont sélectionnés comme étant étendus (plus étendus que la PSF à 99 % de confiance) et avec un flux supérieur à 1.0×10^{-14}erg.s^{-1}.cm^{-2} dans la bande [0.5-2.0 keV]. Cette sélection conduit à un échantillon de 160 candidats répartis sur les 48 degrés carrés du relevé. La complétude de l'échantillon est déterminée par le seuil de flux au-delà duquel on distingue une source étendue d'une source ponctuelle. Malheureusement, cet échantillon n'est toujours pas publié, ni l'étude détaillée de

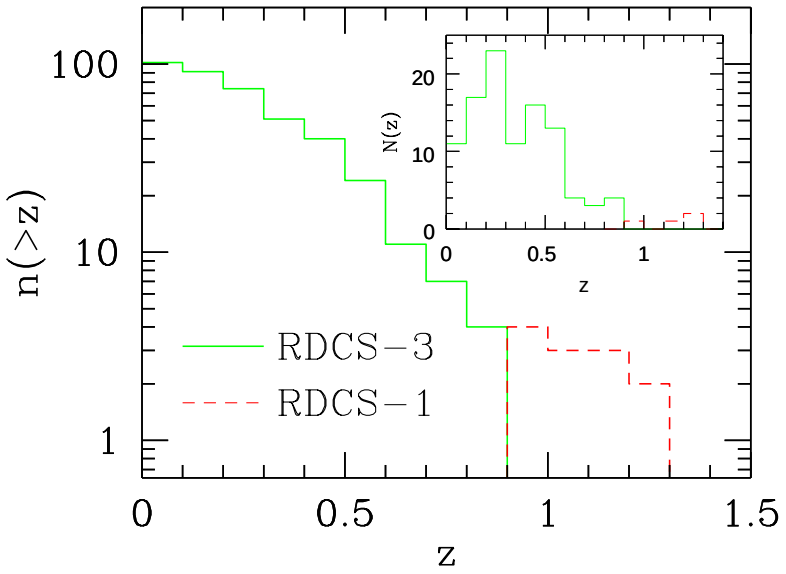


FIG. 4.1 – *Histogramme en redshift des amas du RDCS. Deux sous-échantillons sont représentés, seul le RDCS-3 (en trait plein vert), considéré comme complet par ses auteurs, est utilisé dans la suite.*

la fonction de sélection ! Cependant ses auteurs considèrent que cet échantillon est complet [32] [33]. Pour utiliser ce catalogue dans une analyse cosmologique, nous

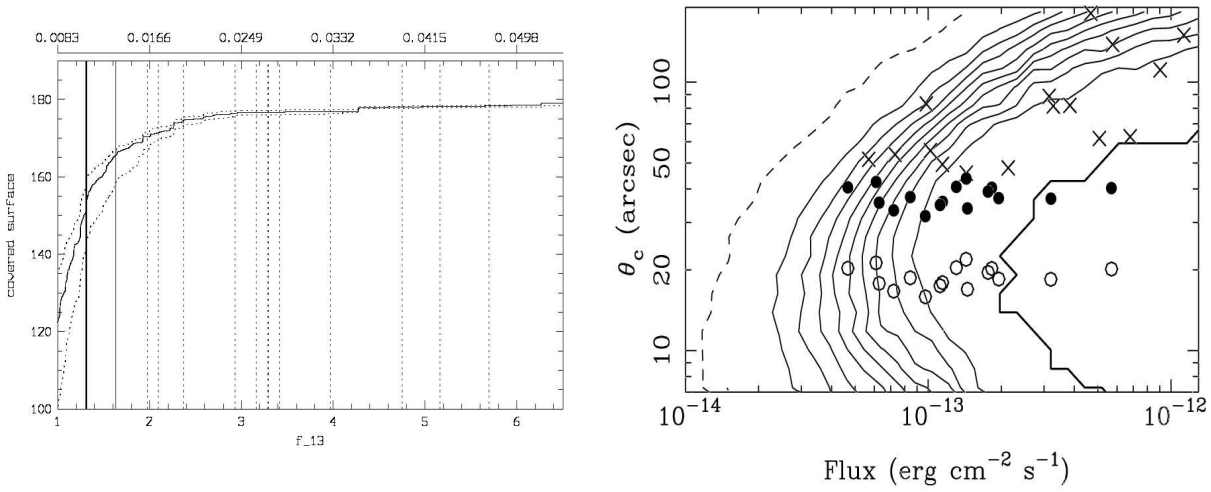


FIG. 4.2 – *Fonction de sélection de l'échantillon $B-SHARC$ (à gauche) comprenant une étude d'incertitudes (pointillés) [1] et $S-SHARC$ (à droite) [37].*

choisirons un sous-échantillon, RDCS-3, défini par un flux limite légèrement plus élevé : $f_x = 3. \times 10^{-14}$ erg.s^{-1}.cm^{-2} et un angle solide couvert de 47 degrés carrés. Il contient 103 amas spectroscopiquement confirmés dont 51 à $z > 0.3$ avec un redshift maximum $z = 0.85$. L'histogramme de cet échantillon est représenté sur la figure 4.1.

4.2.3 SHARC : le "Serendipitous High-Redshift Archival ROSAT Cluster Survey"

Le "SHARC" est séparé en deux parties, le Bright-SHARC (Romer et al. 2000a [189]) et le South-SHARC (Burke et al., 1997 [37]). Le B-SHARC est construit à partir de 460 observations profondes (expositions de plus de 10 ksecs) de ROSAT dans les hautes latitudes galactiques ($|b_{\rm II}| > 20^{\rm o}$) ; il couvre une surface angulaire de 178.6 degrés carrés avec un flux limite : $f_x = 1.4 \times 10^{-13}$ erg.s^{-1}.cm^{-2} dans la bande [0.5-2.0 keV]. Ce flux correspond à la sélection en taux de comptage appliqué pour détecter les amas les plus brillants.

Parmi les 374 sources étendues détectées, 94 ont un flux au-dessus de cette limite. Parmi ces amas, 12 sont à un redshift plus grand que 0.3 avec un redshift médian de 0.42. La plupart de ces amas (91 sur 94 en 1999) ont été identifiés et confirmés en optique. La fonction de sélection de cet échantillon a été déterminée à partir de simulations de Monte Carlo (détaillées dans [1]) : des amas fictifs sont ajoutés aux données ROSAT-PSPC pour étudier l'efficacité de l'algorithme de détection. La fonction de sélection obtenue est représentée sur la figure 4.2.

Le catalogue S-SHARC [38] couvre une surface angulaire de 17.7 degrés carrés pour un flux limite de 1.10^{-14} erg.s^{-1}.cm^{-2} et contient 32 amas dont 16 ont un redshift supérieur à 0.3. Malheureusement la fonction de sélection est relativement complexe et difficilement applicable aux modélisations.

4.2.4 160deg^2 : le "160 degrés carrés"

Ce catalogue fut construit en 1998 par A. Vikhlinin et al. [225] à partir de 647 observations pointées de ROSAT PSPC et en y appliquant un algorithme de détection "au hasard" de sources étendues. Le relevé couvre une surface angulaire de 158 degrés carrés avec un flux limite de 1.3×10^{-13}erg.s^{-1}.cm^{-2} dans la bande [0.5-2.0 keV] et comporte 201 amas de galaxies de redshift médian z=0.25 et de redshift maximum z=1.26. Parmi ces amas, 22 sont situés à un redshift plus grand que 0.5, ce qui fait du $160 deg^2$ l'un des plus grand échantillons d'amas à grand redshift. Ces amas ont bénéficié de larges programmes de suivi optique et ont une mesure spectroscopique de redshift (dont 110 mesurés au Keck par Mullis et al. 2003 [144]). L'échantillon est donc complètement et précisément identifié et peut être utilisé pour des applications cosmologiques. A. Vikhlinin a publié en 2002 une analyse cosmologique à partir de l'évolution de la fonction de masse de gaz dans cet échantillon [228] et une étude des relations d'échelle à partir d'observations Chandra d'amas du 160deg^2 [227].

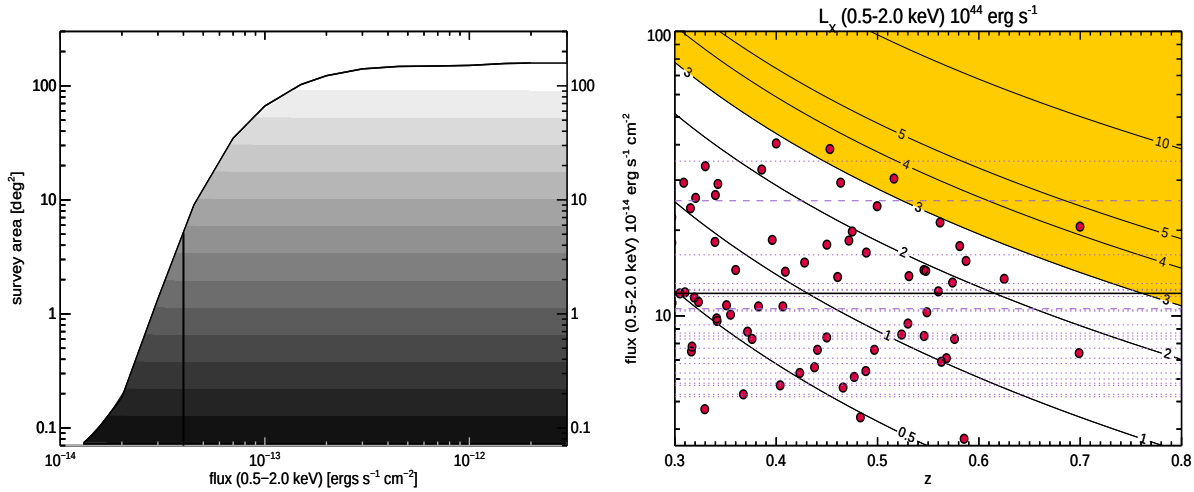


FIG. 4.3 – *Fonction de sélection de l'échantillon* $160 deg^2$ *et flux des 73 amas de l'échantillon* $160 deg^2$ *en fonction du redshift Mullis et al. 2003b et 2004 [145][146], les lignes numérotées corespondent à des isocontours de luminosité X (en unité* $10^{44} erg.s^{-1}$*) et les lignes horizontales pointillées montrent les flux des "fausses sources" initialement détectées dans le* $160 deg^2$.

La figure 4.3 montre la fonction de sélection de l'échantillon 160deg^2 : la couverture angulaire couverte par le relevé en fonction du flux limite de détection ainsi que la répartition des amas observés en fonction de leur flux et de leur redshift.

4.2.5 MACS : le "MAssive Cluster Survey"

MACS (Ebeling et al. 2001 [65]) est l'un des plus récents relevés issus des données ROSAT. Son objectif est de détecter, sur le relevé X de tout le ciel par ROSAT ("RASS"), les amas les plus lumineux de l'Univers, au-delà de z=0.3. Etudier les amas les plus massifs de l'Univers a un intérêt cosmologique certain puisque la fonction de masse des amas a un comportement exponentiel : la queue de la distribution du côté des objets les plus massifs est la plus sensible aux effets d'évolution

et donc liée à la cosmologie. Il s'agit d'un échantillon complet d'amas très lumineux en X dont le principal objectif est d'accroître significativement le nombre d'amas de redshift $z > 0.3$ pour disposer d'un échantillon statistiquement exploitable. Pour détecter ces amas un algorithme de détection a été développé avec principalement une sélection en flux ($f_x > 1 \times 10^{-12}$ erg.s^{-1}.cm^{-2}) et en "rapport de dureté" ("hardness ratio")[1] à partir du catalogue RASS-BCS ("Bright Source Catalogue") [64]. A partir d'une liste totale de plus de 5000 objets répartis sur les 22 735 degrés carrés et en effectuant des corrélations avec les catalogues existants, de nombreuses prises de vues optiques et des confirmations spectroscopiques faites au télescope Keck et au télescope de 2.2m de l'Université de Hawaii, une compilation de 101 amas compris entre z=0.3 et z=0.7 a été construite dont les deux-tiers sont de nouvelles détections. Les catalogues d'objets diffus à partir du RASS-BCS souffrent souvent d'incomplétude à bas redshift. En effet l'algorithme de détection développé a été optimisé pour la détection des sources quasi-ponctuelles et est relativement insensible aux objets de faible brillance de surface. Ceci ne pose a priori pas de problèmes pour la détection d'objets massifs lointains et constitue un bon argument pour s'intéresser uniquement aux amas détectés à grand redshift ($z > 0.3$). L'auteur de cet échantillon, H. Ebeling, discute lui-même ces différents points et conclut que cet échantillon n'est complet que pour $z > 0.3$. Ceci ne restreint nullement l'étude suivante puisque l'objectif de mon travail est de quantifier le taux d'évolution de la population des amas : je ne m'intéresse donc qu'aux amas lointains. Les amas de galaxies à $z > 0.3$ dans le relevé MACS, ont une extension moyenne de 250 kpc (45"), de l'ordre de la largeur à mi-hauteur de la PSF du RASS, et le relevé peut être décrit par la fonction de sélection du RASS-BCS (comme pour des sources ponctuelles). La conversion des taux de comptages en flux est faite par l'intermédiaire d'un spectre "Raymond-Smith" standard ajusté avec le logiciel XSPEC. Ensuite la conversion du flux détecté en flux total de l'amas est effectuée en appliquant un modèle β au profil de brillance de surface (avec β= 2/3 et r_c=250 kpc) convolué avec la PSF de l'instrument. Enfin, la fraction de flux à l'intérieur des cellules de détection de différent diamètre est calculée, aboutissant à un facteur de correction dépendant de la taille de la cellule et du redshift relativement faible (de l'ordre de 20 %). La luminosité minimale des amas à $z > 0.3$ ainsi détectés est $\sim 5 \times 10^{44}$ erg.s^{-1}. Cet échantillon est fondamental pour les analyses cosmologiques car il est complet au-delà de $z > 0.3$ et il contient les amas les plus massifs de l'Univers, c'est donc a priori l'échantillon dont les amas subissent le plus les effets d'évolution.

La figure 4.4 montre la fonction de sélection de l'échantillon MACS ainsi que le facteur de correction du flux limite en fonction du redshift et de la taille de la cellule de détection. Et la figure 4.5 présente l'histogramme de la distribution en redshift des amas présents dans MACS.

4.2.6 NEP : le "ROSAT North Ecliptic Pole Survey"

Le "NEP" (Mullis et al., 2001) couvre une surface angulaire contiguë de $9^o \times 9^o$ dans la région la plus profonde du RASS (avec des temps d'exposition de l'ordre de 40 ksec). Le flux limite médian atteint par ce relevé est $f_x = 7.8 \times 10^{-14}$ erg.s^{-1}.cm^{-2} dans la bande [0.5-2.0 keV]. Une concentration de 21 groupes et amas a été détectée

1. défini comme (h-s)/(h+s) où h et s sont les taux de comptages respectifs de la bande "hard"[0.5-2.0 keV] et "soft"[0.11-0.5keV]

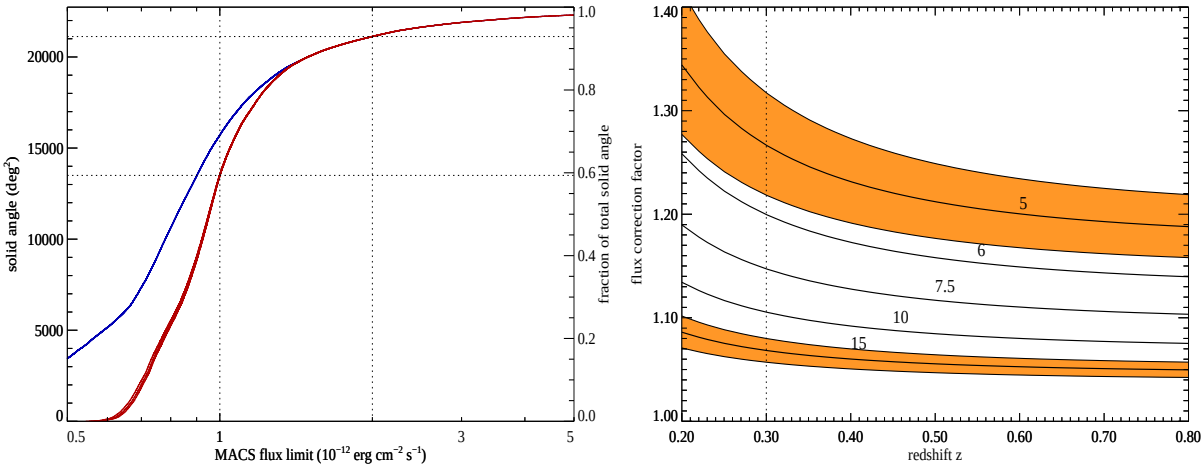


FIG. 4.4 – *Fonction de sélection de l'échantillon MACS (à gauche) et facteurs de correction du flux en fonction du redshift et de la taille de la cellule de détection (rayons de 5 à 15 arcmin), Ebeling et al. 2001 [65]. Les deux courbes pour la fonction de sélection représentent la différence obtenue en appliquant un seuil aux taux de comptages, c'est la fonction de sélection effective, qui est utilisée dans les modélisations.*

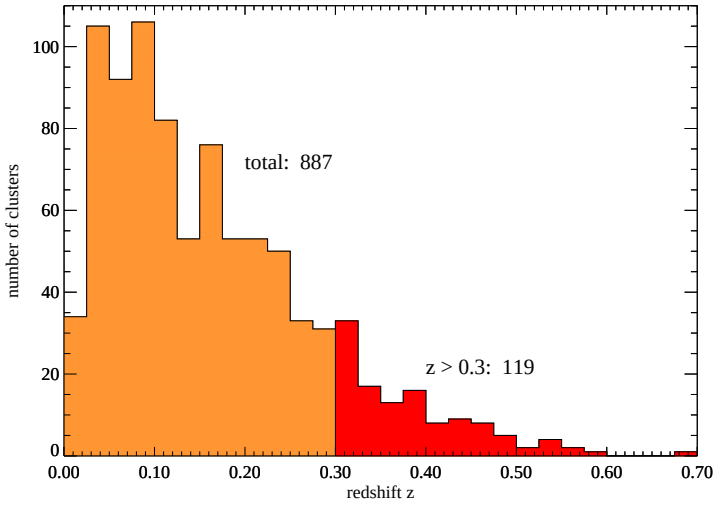


FIG. 4.5 – *Histogramme de la distribution en redshift de l'échantillon MACS (Ebeling, communication privée et [65]), seule la partie à $z > 0.3$ est complète selon l'auteur.*

dans cette région, reportée comme la détection d'un super-amas [143]. Sur un total de 445 sources X détectées, seules deux ne sont pas identifiées spectroscopiquement et 64 sont des amas (dont 19 à $z > 0.3$), tous identifiés. Ainsi, l'échantillon NEP est également intéressant pour une analyse cosmologique.

4.2.7 WARPS : le "Wide Angle ROSAT Pointed Survey"

Le "WARPS" (Scharf et al. 1997 [200]) est un relevé "au hasard" sur des observations relativement profondes d'amas de galaxies. Le sous-échantillon auquel je compare les prédictions des modèles est le WARPS-I : constitué à partir de 86 observations pointées de ROSAT-PSPC couvrant une surface de 14.1 degrés carrés avec un flux limite $f_x = 6.5 \times 10^{-14}$ erg.s^{-1}.cm^{-2} dans la bande [0.5-2.0 keV]. Les amas sont sélectionnés via l'algorithme "Voronoi Tesellation Percolation" (VTP; Ebeling 1993, Ebeling & Wiedenmann 1993). Cet échantillon comporte 34 amas dont le redshift est compris entre $z = 0.06$ et $z = 0.75$ dans lequel 9 amas ont un redshift au-delà de 0.3.

La figure 4.6 illustre les différents échantillons en fonction de leur couverture angulaire et de leur flux limite. Cette figure permet une comparaison immédiate des principales caractéristiques des différents catalogues. La figure 4.7 présente une comparaison des fonctions de sélection et des volumes correspondants de quatre catalogues : 160deg^2, EMSS, NEP, et RDCS.

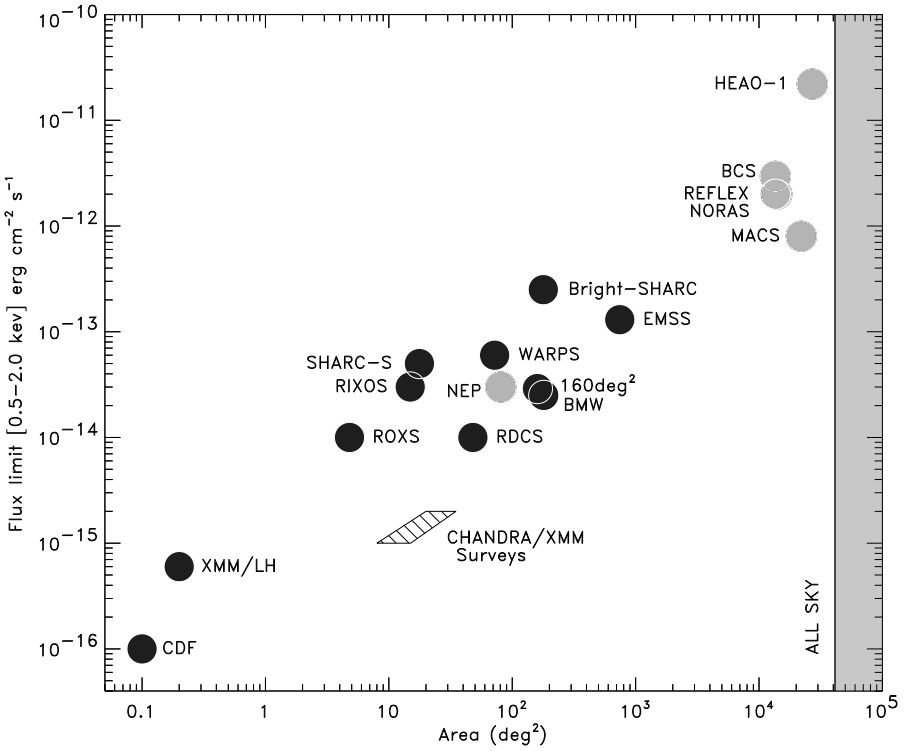


FIG. 4.6 – *Caractéristiques comparées des différents échantillons à grand redshift et en particulier le* 160deg^2*, EMSS, NEP, WARPS, RDCS, SHARC et MACS, utilisés dans la suite de cette étude; figure tirée de la revue de Rosati (2002) [193].*

4.3 Fonction de luminosité à grand décalage spectral

La première étude généralement menée sur les échantillons d'amas "flux limité" est la détermination de la fonction de luminosité. Une question longuement débattue

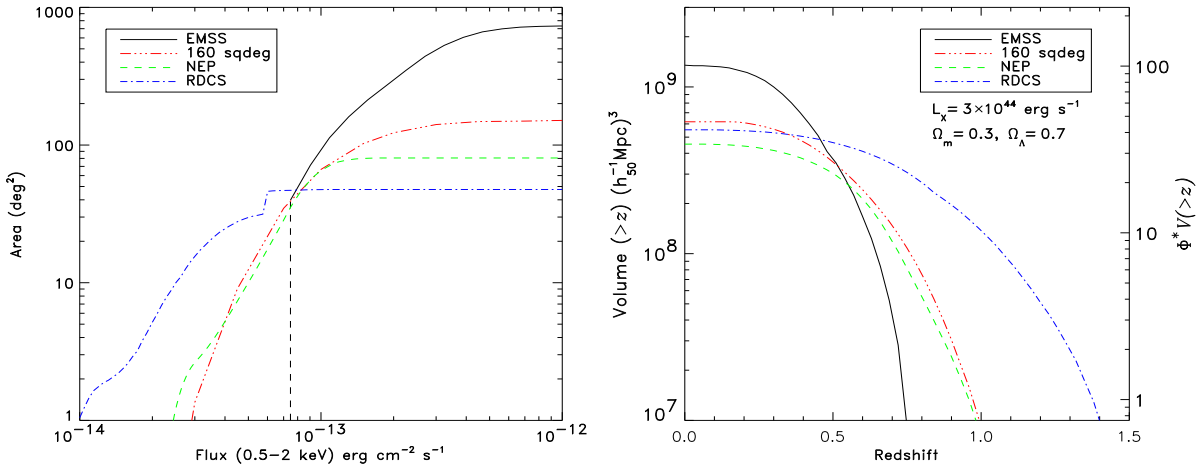


FIG. 4.7 – *Fonction de sélection des échantillons* $160deg^2$*, EMSS, NEP, et RDCS comparées; tirée de la revue de Rosati (2002) [193].*

porte sur l'évolution éventuelle de cette relation avec le redshift. La fonction de luminosité locale est à présent bien déterminée (cf. chapitre 2 section 2.4.1) mais l'évolution est encore débattue jusqu'à très récemment [146]. Dès 1992, P. Henry publie un sous-échantillon du catalogue EMSS et construit trois fonctions de luminosité à des époques différentes : $z \sim 0.17$, $z \sim 0.24$ et $z \sim 0.33$ [95]; il en conclut que la fonction de luminosité évolue pour les amas les plus lumineux ($L \geq 10^{44}$ erg.s^{-1}), en accord avec le résultat précédent de Gioia et al., 1990 [87] ; il déduit de ces observations que nous sommes en train d'observer le processus de formation hiérarchique des structures dans lequel les plus grandes structures se forment en dernier alors que les plus petites sont déjà formées. L'évolution montre que cette formation a lieu actuellement et dans un passé proche. Avec sa mesure du paramètre de biais, $b \sim 1.64$ (soit $\sigma_8 \sim 0.6$) et de l'indice spectral, $n = -1.9$ du spectre de puissance (pour $\Omega_M = 1$), l'auteur identifie un problème entre l'analyse des amas et le spectre CDM standard (pour lequel $n \sim -1$) [95] : le spectre CDM ne semble pas fournir assez de puissance à l'échelle des amas, ce qui est "corrigé" par la valeur obtenue de l'indice spectral. L'évolution de la fonction de luminosité semble confirmée par l'étude de la plupart des échantillons : NEP (Gioia et al., 2001), $160deg^2$ (Mullis et al., 2004 [146]) et MACS (Ebeling et al., en préparation) et même le RDCS (Rosati et al., 2002 [193]). Seules les études des échantillons S-SHARC (Burke et al. 1997 [38]) et WARPS (Jones et al., 2000 [111]) concluent que les données lointaines sont bien reproduites par la fonction de luminosité locale. Cependant, l'échantillon S-SHARC, qui ne couvre que 17.7 deg^2, n'est pas le plus approprié pour mesurer l'évolution des amas les plus massifs puisque ceux-ci nécessitent de grands volumes de détection. Lewis et al. (2002 [125]) ont ré-analysé l'échantillon EMSS et concluent que le catalogue original n'est complet qu'à 72-82% et que l'application des corrections nécessaires fait disparaître la mesure d'évolution. Lewis interprète cela comme un problème des algorithmes de détection pour les objets de faible brillance de surface. L'étude de Mullis et al. (2004) porte sur tous les amas de l'échantillon $160deg^2$ jusqu'à z∼0.8 et corrobore les conclusions de Henry (1992). Les prédictions, dans un scénario avec une XLF sans évolution, donnent 16 amas dans la tranche $0.6 < z < 0.8$ (pour Ω_M=1.) alors que le $160deg^2$ n'en contient que 2. La figure 4.8 (issue de Mullis et al. 2004) illustre bien ce déficit d'amas à grande luminosité et à grand redshift

(coin en haut à droite de la figure 4.8(gauche)). La figure 4.8 (droite) présente une

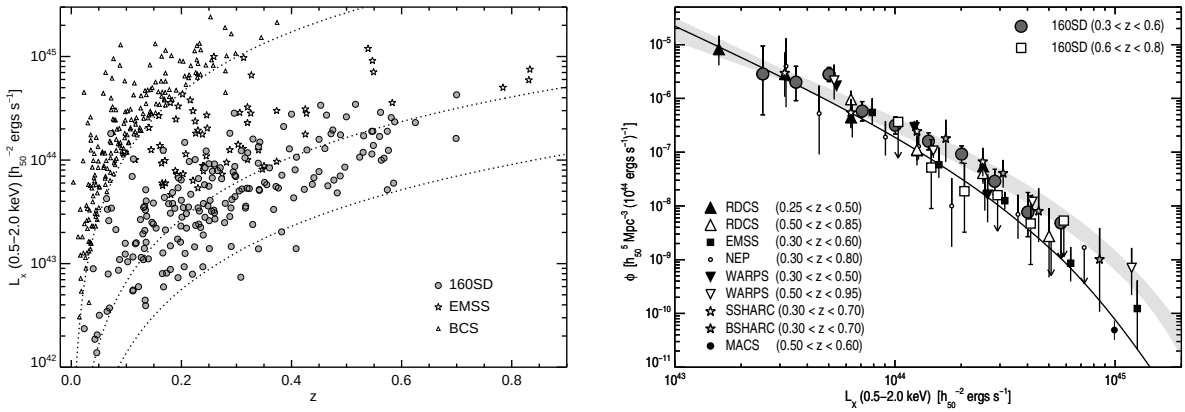


FIG. 4.8 – *A gauche : distribution en luminosité X et en redshift des amas du 160deg^2, EMSS et BCS. Les courbes pointillées représentent les flux limites 2.7 × 10^{-12}, 1.5 × 10^{-13} et 3 × 10^{-14} erg.s^{-1}.cm^{-2} dans la bande [0.5–2.0 keV]. A droite : fonction de luminosité calculée à partir des différents échantillons disponibles [146].*

compilation des mesures de la fonction de luminosité à grand redshift.

Concernant l'étude de l'échantillon MACS, en cours, elle devrait permettre de lever définitivement la discussion puisque ce relevé est spécialement conçu pour détecter les amas les plus lumineux de l'Univers ($L_x > 10^{45}$ erg.s^{-1}) et donc les plus massifs. Cette population, la plus sensible à l'évolution, devrait permettre de la mesurer sans ambiguïté. Les résultats préliminaires présentés lors de la conférence de "Mykonos" en juin 2003 montre une évolution d'un facteur dix ! Ainsi la plupart des échantillons "flux limité" semblent exhiber une évolution de la fonction de luminosité à grand redshift, mais cette évolution semble limitée aux amas les plus lumineux.

L'étude de la fonction de luminosité à grand redshift montre une grande dispersion qui complique l'analyse cosmologique; c'est une des principales raisons qui motivent l'utilisation de la fonction de température, moins dispersée, pour les applications cosmologiques.

4.4 Fonction de température observée à grand décalage spectral

Plusieurs TDF à grand redshift ont été publiées mais cela reste très marginal et toutes sont issues du même catalogue : EMSS. La première a été publiée par P. Henry en 1997 [96]. Elle comporte une dizaine d'amas à un redshift moyen de 0.33 (cf. table 4.3); depuis P. Henry met à jour cette TDF au fur et à mesure que les nouvelles données arrivent et en incluant de nouvelles analyses ([97] [98]).

Pour déterminer la fonction de température à partir des données publiées à grand décalage spectral on applique la méthode statistique développée au chapitre 2, section 2.4.2. Cependant, la détermination de la fonction de température à grand redshift dans différents modèles requiert une correction pour tenir compte de la dépendance du volume par rapport aux paramètres cosmologiques.

A titre d'exemple, la figure 4.9 montre la TDF obtenue à partir des données des amas de EMSS [97], contenant une dizaine d'amas de redshift moyen $< z >= 0.33$ et

Nom	z	f_X(EMSS)	f_X(ASCA)	T_X(ASCA)keV	autre T_X(instrument, ref)
MS2137.3	0.313	19.3±2.6	17.7 ±0.4	$4.7^{-0.3}_{+0.2}$	$5.53^{+0.52}_{-0.41}$ (Chandra 1)
MS1358.4	0.329	12.2±2.1	10.0 ±0.2	$6.6^{-0.3}_{+0.2}$	$7.16^{+0.14}_{-0.14}$ (Chandra 2)
MS0353.6	0.320	6.3 ±1.3	7.6 ±0.3	$6.2^{-0.3}_{+0.2}$	$6.46^{+.98}_{-0.8}$ (ASCA 4)
MS1008.1	0.306	5.9 ±0.8	7.2 ±0.2	$7.9^{-0.3}_{+0.2}$	$7.2^{+1.0}_{-0.8}$ (Chandra 3)
MS1224.7	0.326	5.3 ±1.1	3.9 ±0.2	$4.3^{-0.3}_{+0.2}$	$4.09^{+.65}_{-0.52}$(ASCA 4)
MS1512.4	0.372	4.5 ±1.0	4.4 ±0.3	$3.8^{-0.3}_{+0.2}$	
MS1426.4	0.320	4.4 ±0.6	4.7 ±0.2	$5.5^{-0.3}_{+0.2}$	
MS1241.5	0.312	4.2 ±1.1	3.6 ±0.2	$6.2^{-0.3}_{+0.2}$	
MS1147.3	0.303	3.0 ±0.7	4.7 ±0.2	$5.5^{-0.3}_{+0.2}$	
MS0811.6	0.312	2.6 ±0.5	2.9 ±0.2	$4.6^{-0.3}_{+0.2}$	

TAB. 4.3 – *Echantillon d'amas lointains avec mesure de température (adapté de Henry 1997 [96]). A titre de comparaison, les flux ASCA et EMSS sont fournis, en unité 10^{-14} $erg.s^{-1}.cm^{-2}$, ainsi que la température ASCA et la température convertie à partir du flux (EMSS), T_{Xconv}. Lorsque celles-ci existent, les autres mesures de température de ces amas sont fournies.1 Allen et al. [3]; 2 Arabadjis et al. 2002 [6]; 3 Ettori et Lombardi 2003 [73]; 4 Novicki et al. 2002 [150];*

une estimation de la fonction à $< z >= 0.5$. Les versions mises à jour de la fonction de température de P. Henry ne changent pas significativement le résultat obtenu avec les données de 1997.

Malgré le peu d'amas qu'elles contiennent et leur limite en distance ($z \sim 0.3-0.5$) ces fonctions de température ont permis d'appliquer le premier test cosmologique présenté dans cette thèse.

L'analyse statistique comparée des prédictions des modèles et de la fonction de température observée à différentes époques, qui constitue une part importante de mon travail de thèse, est présentée dans le chapitre suivant ainsi que la contrainte des paramètres cosmologiques qui en découle et une comparaison aux travaux similaires. Puis je présente les contraintes apportées par l'ajustement des modèles aux distributions en redshift des amas des différents catalogues disponibles et présentés dans ce chapitre.

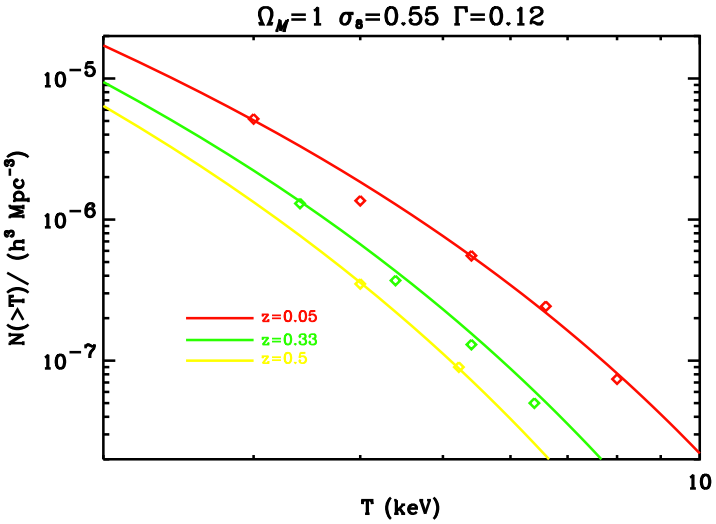


FIG. 4.9 – *Estimation de la fonction de température X avec le meilleur ajustement d'un modèle plat. Les losanges représentent les données locales (z=0.05 en rouge, z=0.33 en vert et z=0.5 en jaune). Les lignes continues représentent les prédictions du modèle qui s'ajuste le mieux aux données, avec pour paramètres :* $\Omega_M = 1.$, $sigma_8 = 0.55$ *et* $\Gamma = 0.12$.

Chapitre 5

Modélisation et contraintes cosmologiques

Il existe actuellement un fort consensus en faveur du modèle Λ-CDM (ou X-CDM) dans lequel 70% de la densité d'énergie de l'Univers serait occupé par l'"énergie sombre", qui peut se présenter sous la forme de la constante cosmologique d'Einstein Λ ou de la quintessence X caractérisée par son équation d'état w_X ($\rho = w_X P$). En effet ce modèle permet de reproduire de manière satisfaisante la plupart des observations cosmologiques : l'amplitude des fluctuations du FDC (C_l), la valeur de la constante de Hubble mesurée par le "HST-key program", l'accélération apparente de l'expansion universelle détectée à partir des mesures de distances de supernovae de type Ia et le spectre de puissance des fluctuations de densité à partir des grands relevés de galaxies. Ce modèle nécessite cependant la réintroduction de la constante cosmologique. Si certains résultats cosmologiques récents sont très robustes et bien établis, comme par exemple la quasi-platitude de l'Univers ou la nature essentiellement non-baryonique de la matière noire, il faut encore certainement rester prudent sur la nécessité de considérer une constante cosmologique non-nulle. En effet, le consensus actuel s'appuie sur la combinaison des résultats obtenus à partir du FDC et de ceux déduits des mesures de distances des supernovae. Or ces dernières observations, relativement récentes, reposent entièrement sur l'hypothèse de "chandelles standard". Toutes ces expériences ne cessent d'améliorer leur précision de mesure et la taille des jeux de données ne cesse de s'accroître. Ainsi, en terme statistique, nous sommes bien entrés dans "l'ère de la cosmologie de précision" et, dans ce contexte, le test proposé sur l'évolution des amas de galaxies aboutit à une précision comparable aux autres expériences. La précision atteinte est de l'ordre de 10 à 20% ; les données de WMAP fournissent, sur le paramètre Ω_M, une précision relative de ∼23% et de ∼15% lorsqu'elle sont combinées avec les données des relevés de grandes structures, la méthode fondée sur l'observation des supernovae lointaines donne une précision de ∼17%.

Le test cosmologique présenté dans cette thèse est complémentaire et indépendant des autres ; il présente de plus l'avantage d'être un test global qui ne nécessite aucune extrapolation. La distribution des amas locaux permet, en principe, de déterminer l'amplitude des fluctuations de densité à l'échelle des amas mais en pratique cette étude ne contraint que le couple (Ω_M, σ_8), ce point est abordé à la section 5.2.1. L'évolution du nombre d'amas en fonction de l'époque est un puissant test cosmologique puisqu'elle est très dépendante du modèle cosmologique, en particulier de

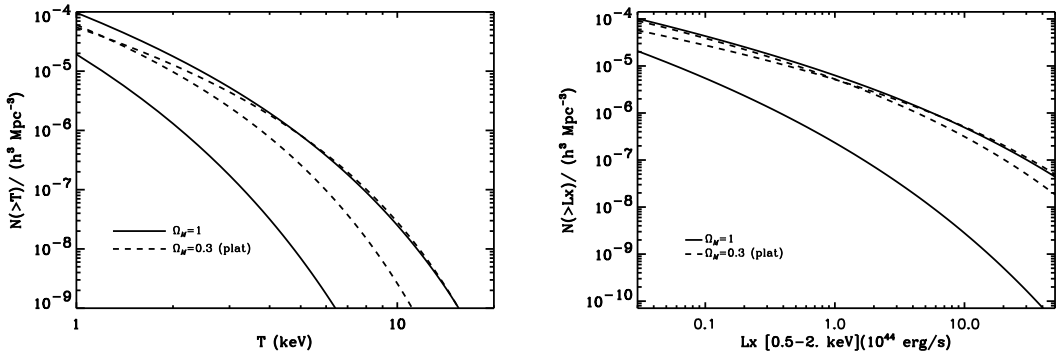


FIG. 5.1 – *Evolution de la fonction de température (gauche) et de la fonction de luminosité (droite) entre les redshifts z=0 et z=1 pour deux modèles cosmologiques : Einstein-De Sitter (trait plein) et "concordance" (pointillés)*

la densité de matière (Ω_M) [151]. Son étude permet donc de lever la dégénérescence liée aux données locales. Les modélisations que j'ai effectuées montrent que plus la densité de matière est élevée, plus l'évolution de la population des amas est marquée. Cette évolution peut être quantifiée par l'étude de la fonction de masse des amas de galaxies lointains. La comparaison des prédictions des modèles avec les échantillons d'amas lointains permet donc d'apporter des contraintes sur Ω_M.

En pratique, on étudie cette évolution soit en comparant la fonction de température (ou de luminosité) locale avec la fonction de température des amas lointains soit en étudiant directement la distribution en redshift d'échantillons d'amas "flux limité" (cf. chapitre 4, section 4.1).

Le formalisme que je présente dans ce chapitre permet de calculer indifféremment le nombre d'amas prédit au-delà du seuil de détection en flux d'un instrument en fonction du redshift ($N(z)$) ou le nombre d'amas prédit dans une tranche de redshift, dont la température est supérieure à un certain seuil : il s'agit précisément de la fonction de température $N(> T,z)$. Dans tous les cas, les modèles avec lesquels on souhaite étudier la distribution des amas distants, $N(> T,z)$ ou $N(z)$, doivent reproduire les distributions locales. La suite de ce chapitre présente la méthode utilisée pour prédire le nombre d'amas par tranche de redshift et, lorsque les observations le permettent, par tranche de température (ou de luminosité). Ceci me permet dans un premier temps de normaliser les modèles aux données locales puis de comparer les prédictions aux données d'observations : de la fonction de température et de la distribution en redshift des échantillons disponibles, afin d'en déduire des contraintes sur les paramètres cosmologiques.

5.1 Evolution de la fonction de masse : test cosmologique

Considérons que la distribution spatiale des fluctuations de densité qui évoluent sous l'effet de la gravité pour former des structures est déterminée par un spectre de puissance de la forme $P(k) = Ak^n$. Dans la suite, les fluctuations sont supposées suivre une distribution statistique gaussienne. L'étude avec une distribution "non-gaussienne" a été menée Oukbir et al. 1997 [154] et Robinson et al. 2000 [188] mais son effet est négligeable devant les autres dépendances. Dans ce contexte, et en

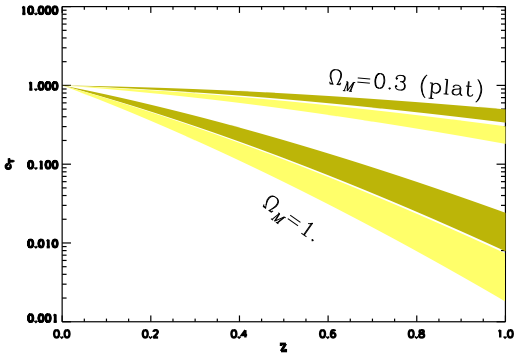


FIG. 5.2 – *Différence d'évolution en redshift de l'abondance des amas détectés au-delà d'un seuil de flux, relativement à l'abondance locale, pour les deux cosmologies : Einstein-De Sitter (courbes du bas) et Λ-CDM (courbes du haut). Les zones pleines représentent l'incertitude typique à 1σ sur le paramètre σ_8, pour des amas de 4keV (foncé) et de 6 keV (clair).*

appliquant un lissage avec une fonction "fenêtre" d'échelle R_s, la masse obtenue à cette échelle et la variance du champ de fluctuations initial s'écrivent :

$$\begin{cases} M = \frac{4\pi}{3}\Omega_M \rho_c R_s^3 \\ \\ \sigma_i(M) \propto M^{-\frac{n+3}{6}} \end{cases} \tag{5.1}$$

Dans le cadre de la théorie linéaire de l'évolution des fluctuations, le contraste de densité initial est extrapolé jusqu'à l'époque actuelle par :

$$\sigma_o(M) = \frac{D_g(z=0)}{D_g(z_i)}\sigma_i(M). \tag{5.2}$$

Le taux de croissance des ces perturbations (D_g) est principalement déterminé par la valeur de la densité de matière Ω_M et, dans le scénario hiérarchique de formation des structures, la masse caractéristique des amas de galaxies est une fonction décroissante du redshift. En effet, dans ce scénario, les plus petits objets fusionnent avec le temps pour former des stuctures de plus en plus massives. Cette tendance est clairement visible dans l'évolution de la fonction de masse (ou de température) entre deux époques différentes : la figure 5.1 illustre l'évolution attendue, pour la TDF (gauche) et la XLF(droite), pour deux modèles d'Univers (le ΛCDM et le Einstein-De Sitter $\Omega = 1$) et pour les tranches de redshift $z \sim 0$ et $z \sim 1$. Le point essentiel du test que je développe est que dans un modèle à faible densité de matière, on s'attend à observer plus d'amas à grand redshift que dans un modèle de densité critique. En effet, le facteur de croissance D_g est "gelé" dans un modèle à faible densité de matière. Dans le cas des modèles sans constante cosmologique, l'évolution actuelle ($z = 0$) du facteur de croissance D_g est reliée au facteur d'échelle de l'Univers a par la relation ajustée : $\partial lnD/\partial lna \sim \Omega_M^{0.6}$ [164] ($D_g \propto a$ pour $\Omega_M = 1$). Les différentes expressions du facteur de croissance (en fonction du modèle cosmologique) sont fournies en annexe. Aux redshifts moyens ($z \sim 0.5$), la croissance des perturbations est d'autant plus rapide que la densité de matière est élevée ; on s'attend donc à ce que, dans un modèle à faible densité de matière, les structures se forment beaucoup plus tôt que dans un Univers de densité critique. Cette différence fondamentale est

également illustrée sur la figure 5.2 qui montre l'évolution du nombre d'amas en fonction du redshift, relativement à l'abondance locale.

Lorsque les perturbations atteignent le régime non-linéaire, leur description nécessite l'emploi d'un modèle d'effondrement gravitationnel. L'effondrement sphérique est généralement utilisé pour sa simplicité mais les fonctions de masses plus récentes s'appuient sur des modèles d'effondrement plus complexes qui sont en meilleur accord avec les résultats de simulations numériques (comme l'effondrement ellipsoïdal [203]). Grâce aux modèles d'effondrement gravitationnel, on peut calculer la valeur du contraste de densité critique actuel $\delta_{c,0}(\Omega_M,z)$ qu'aurait une structure s'effondrant au redshift z si elle était à $z = 0$ dans le regime linéaire (les calculs de $\delta_{c,0}(\Omega_M,z)$ pour différents modèles d'Univers sont également fournis en annexe). L'évolution de la fonction de masse, aux échelles des grandes structures, est bien reproduite par un formalisme de type "Press & Schechter" (cf. chapitre 1 section 1.2.6). Dans la suite, la fonction de masse utilisée est celle de Sheth & Tormen [202] (cf. chapitre 1 section 1.2.7).

Dans le but de comparer cette fonction de masse aux données et d'en déduire l'information cosmologique, la première étape est de relier la masse des amas à une quantité observable comme par exemple la luminosité X ou la température X (cf. chapitre 2 section 2.3). L'approche choisie dans ce travail utilise la conversion masse-température obtenue par des arguments physiques relativement simples qui restent valables même hors de l'équilibre viriel strict : $\frac{3}{2}kT \propto \frac{1}{2}\mu m_p\sigma^2 \propto \mathbf{G}M/R$, où μ est le poids moléculaire moyen, μ=0.6 pour 76% d'hydrogène dans la composition du gaz primordial, et m_p est la masse du proton. Le comportement de cette relation corrobore les simulations numériques et les observations (sauf pour la normalisation où de larges incertitudes persistent). Dans ce contexte, le rayon viriel R_v s'écrit :

$$R_v = \left(\frac{4\pi\rho_c\Omega_M\Delta}{3}\right)^{-1/3} M_v^{1/3}(1+z)^{-1} \tag{5.3}$$

Où M_v est la masse comprise dans le rayon viriel et Δ est le contraste de densité. On obtient ainsi la conversion : $kT \propto \Omega_M^{1/3}(\Delta/178)^{1/3}M^{2/3}(1+z)$. Le choix de cette méthode ($M-T$), par rapport à la conversion masse-luminosité ($M-L$) repose essentiellement sur la difficulté de modéliser l'émission X au cœur des amas, là où des processus physiques complexes peuvent intervenir ("cooling flow", chocs, éjection de matière des galaxies...). En effet, la luminosité X est proportionnelle à la densité du gaz au carré et donc dominée par la luminosité du cœur de l'amas, tandis que la température du gaz X est plus représentative du potentiel global de l'amas, $T_X \propto GM/R$. Dans la suite, je souhaite comparer les distributions d'amas observées (fonction de température ou histogrammes en redshift d'échantillons "flux limité") aux prédictions des différents modèles. Pour cela, je dispose d'une fonction de température observée localement et à redshift intermédiaire (cf. chapitre 4 section 4.4) et de la distribution en redshift d'échantillons "flux limité" d'amas X (cf. chapitre 4 section 4.1). Je présente maintenant la méthode que j'utilise pour modéliser l'abondance des amas en fonction de leurs paramètres physiques et du redshift.

5.2 Modélisation de l'abondance des amas : fonction de température

Pour les applications cosmologiques, je cherche à comparer la fonction de température observée à celle calculée à partir des modèles de formation des structures. La valeur de la fonction de température observée dans un intervalle centré sur la température $T_{X,i}$ est $N/\sum_{i=1}^{N} V_{max,i}\Delta T_{X,i}$ où N est le nombre d'amas dont la température est comprise dans l'intervalle $\Delta T_{X,i}$ et $V_{max,i}$ est le volume maximal de détection d'un amas de l'échantillon. Ce volume est, dans le cas d'un échantillon "flux limité", déterminé par le flux de l'amas et le flux limite de l'échantillon. La modélisation de la fonction de température s'obtient à partir de la fonction de masse et de la relation $M-T$ par le jeu d'équations 5.4. Les ingrédients nécessaires à cette modélisation sont la fonction de masse, que j'intégre à partir du seuil de détection en masse, et la relation masse-température qui me permet de relier la masse à une observable : la température X. Les différentes étapes de la modélisation peuvent se résumer par le jeux d'équations suivant :

$$\begin{aligned} N(>T_{seuil},z) = & \int_{T_{seuil}}^{+\infty} N(T)dT \\ = & \int_{0}^{+\infty} p(T|M)N(M)dM \\ \simeq & \int_{M_{seuil}}^{+\infty} N(M)dM \end{aligned} \tag{5.4}$$

où $p(T|M)$ représente la distribution de probabilité pour un amas de masse M d'avoir la température T, liée à la relation $M-T$; la combinaison de la relation masse-température avec la fonction de masse fournit la fonction de température :

$$\begin{aligned} N(T) = & N(M)dM/dT \\ = & \frac{3\sqrt{T}}{2}N(M,z) \\ = & \frac{3}{2T}\nu f(\nu)\frac{\bar{\rho}}{M_{15}}\nu\frac{d\sigma(M)}{dM} \end{aligned} \tag{5.5}$$

avec,

$$\begin{cases} M_{15} = (\frac{T}{A_{MT}})^{3/2}\left(\frac{\Delta(\Omega_0,z)}{178}\right)^{-1/2}(1+z)^{-1/2} \\ et \\ \nu f(\nu) = 2A[1+\frac{1}{(\nu'^2)^Q}]\sqrt{\frac{\nu'^2}{2\pi}}exp(\frac{-\nu'^2}{2}) \end{cases} \tag{5.6}$$

où A = 0.322, $\nu' = \sqrt{a}\nu$, a=0.707, Q=0.3, pour reproduire la fonction de masse de Sheth & Tormen (1999) [202]. La fonction de masse de Press & Schechter se retrouve avec les paramètres : A=0.5 et Q=0. Finalement on obtient la fonction de température sous la forme :

$$N(T,z) \propto \frac{1}{T^{5/2}}\nu f(\nu)\left[\frac{\Omega_M\Delta}{178}\right]^{1/2}(1+z)^{3/2} \tag{5.7}$$

où $\nu = \delta/\sigma$ est désormais une fonction de T, la conversion étant effectuée via la relation $M-T$; δ et σ sont respectivement le contraste de densité linéaire et l'amplitude des fluctuations de densité. Ce formalisme me permet donc de calculer le nombre d'amas par unité de température et par tranche de redshift quelle que soit la cosmologie sous-jacente. Je peux, en particulier, calculer le nombre d'amas attendu par tranches de température dans l'Univers local. Cette étape est fondamentale puisqu'elle permet de normaliser les différents modèles envisagés à partir

des données locales, en comparant la fonction de température locale prédite par différents modèles avec la fonction de température observée (cf. chapitre 2 section 2.4.2).

5.2.1 Normalisation de l'abondance des amas avec les données locales

L'étude de la fonction de température locale permet en principe de contraindre les propriétés des fluctuations de densité à l'échelle des amas de galaxies : ceci est effectué en cherchant les paramètres du modèle qui ajustent le mieux la relation observée. Les fonctions de distributions locales que j'utilise pour cette première étape sont détaillées dans le chapitre 2 (sections 2.4.1 et 2.4.2). Les contraintes sur les paramètres cosmologiques sont obtenues à partir de la fonction de température locale en cherchant à maximiser la fonction de vraisemblance :

$$\mathcal{L} = \prod p\left(N(>T_i,z_0) - N(>T_{i+1},z_0)|N_{\{\Omega_M,\Gamma,\sigma_8\}}(>T_i,z_0) - N_{\{\Omega_M,\Gamma,\sigma_8\}}(>T_{i+1},z_0)\right) \quad (5.8)$$

dans laquelle p est la distribution de probabilité (estimée par une méthode de bootstrap), N est le nombre d'amas mesuré et $N_{\{\Omega_M,\Gamma,\sigma_8\}}$ est l'abondance donnée par le modèle décrit par sa densité de matière Ω_M, la pente "locale[1]" du spectre de puissance, Γ, et son amplitude σ_8. z_0 correspond ici au redshift moyen de l'échantillon local ($z_0 \simeq 0.05$). La méthode est la suivante : je construis une grille sur les paramètres fondamentaux du modèle (Ω_M, Γ *et* σ_8) et je calcule, pour chaque point de la grille, le nombre d'amas attendus dont la température est plus grande qu'une température seuil. Ceci est répété pour tout un jeu de températures T_i et, finalement, le nombre d'amas prédits par tranche de température est calculé ($[N(>T_i,z_0) - N(>T_{i+1},z_0)]$). Les modèles considérés ici sont "plats" c'est-à-dire : $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_M$ et le paramètre de forme du spectre de puissance Γ (cf. 1.2.4) est laissé libre (c'est-à-dire que Γ n'est pas fixé à sa valeur dans le cas CDM standard : Γ=$\Omega_M \times h$). Les intervalles permis pour ces trois paramètres définissent la grille sur laquelle je calcule les modèles, un exemple typique est présenté dans la table 5.1, à titre indicatif ; celle-ci est adaptée pour chaque cas particulier de manière à optimiser le temps de calcul. Avec une telle grille, environ 10^6 modèles sont calculés, ce qui occupe un processeur actuel (1.5 GHz) à 100% durant une journée ($\sim$ 6-7 H).

Je calcule ensuite la fonction de vraisemblance ci-dessus et cherche le modèle pour lequel cette fonction est maximale. Le résultat de cette étude est présenté sur la figure 5.3 (gauche) sous la forme de la projection de la surface de vraisemblance sur le plan (Ω_M, σ_8); il s'agit rigoureusement d'une hypersurface. La forme de ce contour indique très clairement la dégénérescence, désormais bien connue [151], entre ces deux paramètres. Ce résultat est en bon accord avec les autres études d'échantillons locaux d'amas X [176] mais présente des différences significatives avec les résultats d'étude des distorsions dues aux effets gravitationnels [220] (cf. table 5.2).

Les figures 5.5 montrent respectivement les prédictions des modèles, $\Lambda - CDM$ et Einstein-De Sitter, pour la fonction de température locale et pour la fonction de luminosité locale. Ces deux distributions sont a priori reliées par la relation luminosité-température (cf. chapitre 2 section 2.4.4) ; il est cependant intéressant de noter que les modèles normalisés sur la fonction de température reproduisent

1. c'est-à-dire le paramètre de forme, Γ, du spectre CDM à l'échelle des amas de galaxies ; celui-ci ne représente pas forcement le paramètre Γ global.

	Ω_M	σ_8	Γ
Min.	0.1	0.4	0.01
Max.	2.0	1.5	0.5
pas	2%	0.5%	5%

TAB. 5.1 – *Espace des paramètres explorés dans l'étude statistique. Ces valeurs sont indicatives et peuvent varier selon les cas étudiés.*

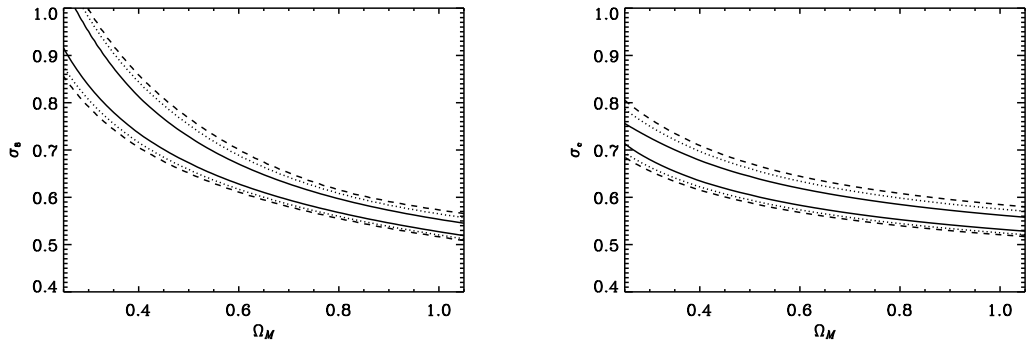


FIG. 5.3 – *Illustration de la dégénérescence locale entre les paramètres Ω_M et σ_8 (gauche). A droite, dégénérescence entre les paramètres Ω_M et σ_c, plus approprié pour l'étude de modèles avec différentes valeurs de Ω_m. Les contours à 1, 2 et 3 σ sont représentés.*

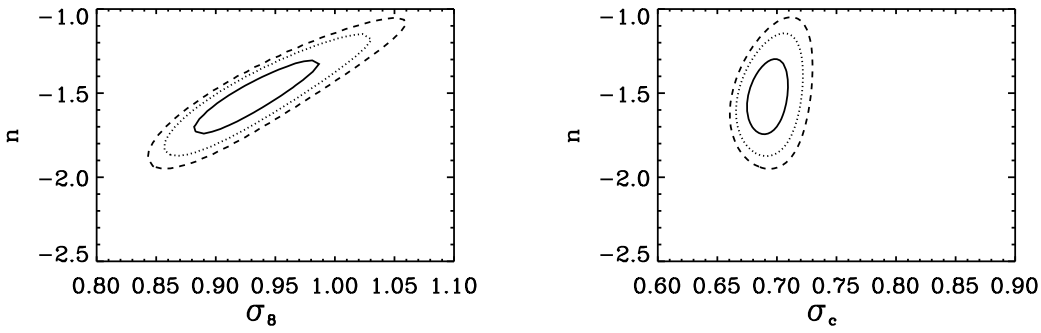


FIG. 5.4 – *Illustration du choix de la nouvelle paramétrisation, σ_c, dans le cas d'un Univers à faible densité de matière. Pour ces valeurs de Ω_M, le paramètre σ_8 n'est pas le plus approprié, ceci est illustré par les contours de maximum de vraisemblance sur le plan (σ_8, n) et (σ_c, n), n étant la pente du spectre initial des fluctuations.*

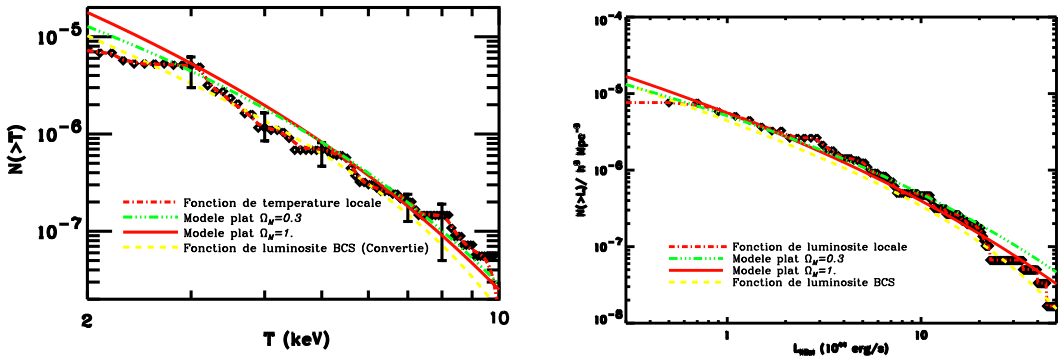


FIG. 5.5 – *A gauche : fonction de température locale, bien reproduite par les modèle* $\Lambda - CDM$ *(pointillés) et Einstein-De-Sitter (trait plein). A droite : fonction de luminosité locale : modèles* ($\Lambda - CDM$ *en bleu et Einstein-De-Sitter en violet) comparés aux données des échantillons REFLEX (symboles) et BCS (pointilles). La relation utilisée pour convertir les températures en luminosité est ici* $L = 3.(T/4.)^{3.4}$.

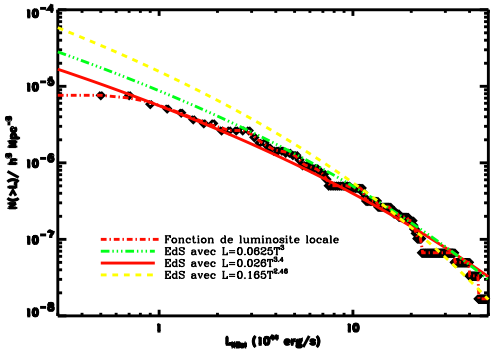


FIG. 5.6 – *Comparaison des fonctions de luminosités obtenues par différentes relations L-T : en trait plein (rouge)* $L = 3.(T/4.)^{3.4}$*; en points-pointillés (vert)* $L = 4.(T/4.)^{3.}$ *et en pointillés jaune* $L = 5.(T/4.)^{2.46}$.

de manière satisfaisante la fonction de luminosité, sans ajustement, même avec la relation $L-T$ directement ajustée sur les données locales. A première vue, les deux modèles reproduisent de manière similaire les observations locales, ce qui est logique étant donné la dégénérescence exhibée ci-dessus. L'étude détaillée de la population des amas locaux ne permet donc pas de contraindre la valeur des paramètres cosmologiques mais uniquement de normaliser les paramètres du spectre de puissance en fonction des autres paramètres cosmologiques. Il est donc nécessaire d'étudier l'évolution en redshift de la population des amas, pour lever cette dégénérescence. Cependant, cette première étape est fondamentale et tous les modèles avec lesquels on souhaite étudier l'évolution des propriétés des amas avec le redshift doivent être normalisés à cette distribution locale. Cette dégénérescence peut être ajustée par la relation (calculée avec la normalisation de la relation $M-T$ de Bryan & Norman [36], BN98) :

$$\sigma_8 \ = (0.55 \pm 0.05)\ \Omega_M^{-0.47\pm0.02} \tag{5.9}$$

L'étude menée par A. Blanchard et J. Bartlett en 1998 [24] montre que, lorsque l'on s'intéresse aux prédictions de comptages dans différents modèles d'Univers, le paramètre σ_8, classiquement utilisé pour décrire les fluctuations à l'échelle des amas dans le modèle CDM standard ($\Omega_M = 1$), n'est pas le plus approprié. En effet, dans ce modèle, une sphère de 8 h^{-1}Mpc qui s'effondre aujourd'hui conduit à un amas de température $\sim$ 4.5 keV, ce qui représente un amas "moyen". Par contre, dans un modèle à faible densité de matière, la même sphère conduit à un amas plus petit. Un paramètre plus approprié à donc été introduit par ces auteurs :

$$\sigma_c = \sigma(\Omega_M^{-1/3} 8 h^{-1} \mathrm{Mpc}) \tag{5.10}$$

Avec ce paramètre, la contrainte locale devient (cf figure 5.3 (droite)) :

$$\sigma_c \sim 0.55 \Omega_M^{-0.2} \tag{5.11}$$

La figure 5.4 illustre le fait que ce paramètre est plus approprié dans le cas d'Univers de faible densité de matière. Cependant, pour les grandes valeurs de Ω_M, σ_8 et σ_c sont équivalents et, la plupart des résultats suivants sont exprimés en terme de contraintes sur σ_8, ceci dans un souci de comparaison avec d'autres travaux.

5.2.2 Evolution de la fonction de température et valeur de Ω_M

Dans la mesure où l'on dispose désormais des fonctions de température observées des amas locaux et à grand décalage spectral, on peut appliquer directement le test de l'évolution. La fonction de température observée à $z \sim 0.33$ que j'utilise pour mesurer l'évolution est celle décrite au chapitre 4 (section 4.4). La méthode présentée ici est adaptée du travail publié par Blanchard et al. en 2000 [25]. L'adaptation consiste principalement à inclure un nouvel échantillon local (cf. section 2.4) et à inclure les travaux récents sur la fonction de masse (cf. section1.2.7), dans le cadre de modèles d'Univers plat avec constante cosmologique. Lorsque l'on a estimé la fonction de température locale et à grand décalage spectral, on cherche à comparer ces deux populations pour mesurer une éventuelle évolution. On cherche ainsi le meilleur modèle reproduisant conjointement ces deux distributions. Pour obtenir le modèle qui reproduit le mieux les données, on cherche les paramètres pour lesquels la fonction de vraisemblance suivante atteint un maximum :

$$\mathcal{L} = \prod_i p\left(N(>T_i,z_i) - N(>T_{i+1},z_i) | N_{\{\Omega_0,n,\sigma_c\}}(>T_i,z_i) - N_{\{\Omega_0,n,\sigma_c\}}(>T_{i+1},z_i)\right)$$

Auteurs	σ_8	erreur	Γ	Méthode
Van Waerbeke et al. (2002)	0.98	0.06	0.2	WL
Refregier et al. (2002)	0.93	0.17	0.21	WL
Blanchard et al. (2000)	0.75	0.02	–	TDF
Henry (2000)	0.77	0.15	–	TDF
Oukbir & Arnaud (2001)	0.91	–	–	TDF
Pierpaoli et al. (2001)	1.02	0.07	0.23	TDF
Seljak (2001)	0.77	0.06	0.20	TDF
Cette étude	1.	0.06	0.2	TDF (BN 98)
Cette étude	0.73	0.06		TDF (M 98)
Cette étude	0.595	0.015	0.15	TDF (A_{MT} fonction de Ω_M)
Reiprich & Böhringer (2002)	0.68	0.13	0.17	XLF
Borgani et al. (2001)	0.67	0.06	0.23	XLF
Allen et al. (2002)	0.72	0.02	–	XLF
Lahav et al. (2001)	0.73 – 0.83	0.07	0.21	P(k)
Szalay et al. (2001)	0.91	0.06	0.19	P(k)
Bond et al. (2002)	≥ 1	–	–	SZ P(k)
Komatsu & Seljak (2002)	1.05	0.05	–	SZ P(k)

TAB. 5.2 – *Compilation de mesures récentes de σ_8 à partir de différentes méthodes : le "weak-lensing" (WL), la fonction de luminosité X (XLF), la fonction de température X (TDF), relevé de galaxies-spectre de puissance ($P(k)$) et l'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ). Les valeurs sont données pour les paramètres $\Omega_{\rm m} \simeq 0.3$ et $\Gamma \simeq 0.2$. (Adapté de Pierpaoli et al. 2003 [176]).*

A_{MT} (keV)	Ω_M	σ_8	Γ	Ingrédients du Modèle cosmologique
4	0.88 ±0.23	0.65±0.05	0.1± 0.05	BN98+PS
4	1.05 ±0.27	0.555±0.025	0.14± 0.07	A: BN98+ST
6.5	0.85 ± 0.24	0.465±0.035	0.11±0.06	A: M98+ST
4	0.3 (fixé)	1.±0.06	0.2	B: faible Ω_M+BN98+ST
6.5	0.3 (fixé)	0.725±0.06	0.14	B: faible Ω_M+M98+ST
Variable	1.3 ± 0.55	0.595 ±0.015	0.15± 0.08	A_{MT} fonction de Ω_M+ST

TAB. 5.3 – *Résultats de l'analyse statistique des fonctions de température. Le modèle A est le meilleur modèle obtenu en ajustant simultanément la fonction de température locale et à $z = 0.33$ et le modèle B est un modèle de concordance pour lequel σ_8 a été normalisé aux données locales. Cette analyse est effectuée avec les deux normalisations extrêmes de la relation $M - T$: à 4 keV pour la normalisation de Bryan & Norman (BN98) [36] et à 6.5 keV pour la normalisation de Markevitch (M98) [133]. La dernière ligne correspond au résultat obtenu en injectant la relation $M - T$ dont le coefficient dépend de la cosmologie. Ces paramètres sont ceux utilisés dans les comptages (section 5.2.3). Les intervalles de confiance sont à 1 σ (dans l'approximation gaussienne).*

$$\prod_j p\left(N(>T_j,z_j) - N(>T_{j+1},z_j)|N_{\{\Omega_0,n,\sigma_c\}}(>T_j,z_j) - N_{\{\Omega_0,n,\sigma_c\}}(>T_{j+1},z_j)\right) \quad (5.12)$$

avec $T_i = \{3.,4.,5.4,6.6,8.,+\infty, z_i = 0.05\}$ et $T_j = \{3.6,4.4,5.5,6.7,8.,+\infty, z_j = 0.33\}$. La fonction de distribution des abondances mesurées est ici estimée par une méthode de "bootstrap" incluant une correction bayesienne pour tenir compte de la dispersion dans les mesures de température. Les résultats de l'étude de l'évolution de la fonction de température par cette méthode sont présentés (figure 5.7) sous forme de projection de la surface de vraisemblance (normalisée à 1.) sur les différents paramètres de l'étude : Ω_M, σ_8 et Γ. Les paramètres σ_8 et σ_c sont indistinguables dans cet intervalle de valeurs de Ω_M.

Les données de la fonction de température à grand redshift favorisent les modèles à grande densité de matière. Les paramètres des modèles préférés, en fonction de la normalisation de la relation $T - M$ (A_{TM}, cf. chapitre 2 section 2.3.2) utilisée sont résumés dans la table 5.3. Les deux jeux de paramètres obtenus correspondent aux deux valeurs extrêmes de la normalisation de la relation $T - M$ (A_{TM}). La normalisation "basse" ($\sim$ 4keV) est obtenue par les simulations numériques de Bryan & Norman (BN98 [36]); tandis que les observations de Markevitch (1998 [133], M98) fournissent une valeur plus grande ($\sim$ 6.5keV). Ne sachant pas laquelle des différentes méthodes fournit le meilleur résultat, j'ai choisi, dans un premier temps, de réaliser toutes les modélisations avec ces deux valeurs extrêmes de manière à pouvoir quantifier les incertitudes systématiques résultantes. J'utilise ensuite dans les modèles la relation $T - M$ dont le coefficient varie en fonction de la cosmologie, récemment obtenue par Blanchard & Douspis [28], afin d'éviter cet effet systématique et de briser la dégénérescence Ω_M-A_{TM}.

Cette méthode est a priori la plus directe pour contraindre la densité de matière de l'Univers à partir de l'évolution des amas mais malheureusement les échantillons disponibles avec mesure de température sont encore trop peu nombreux et com-

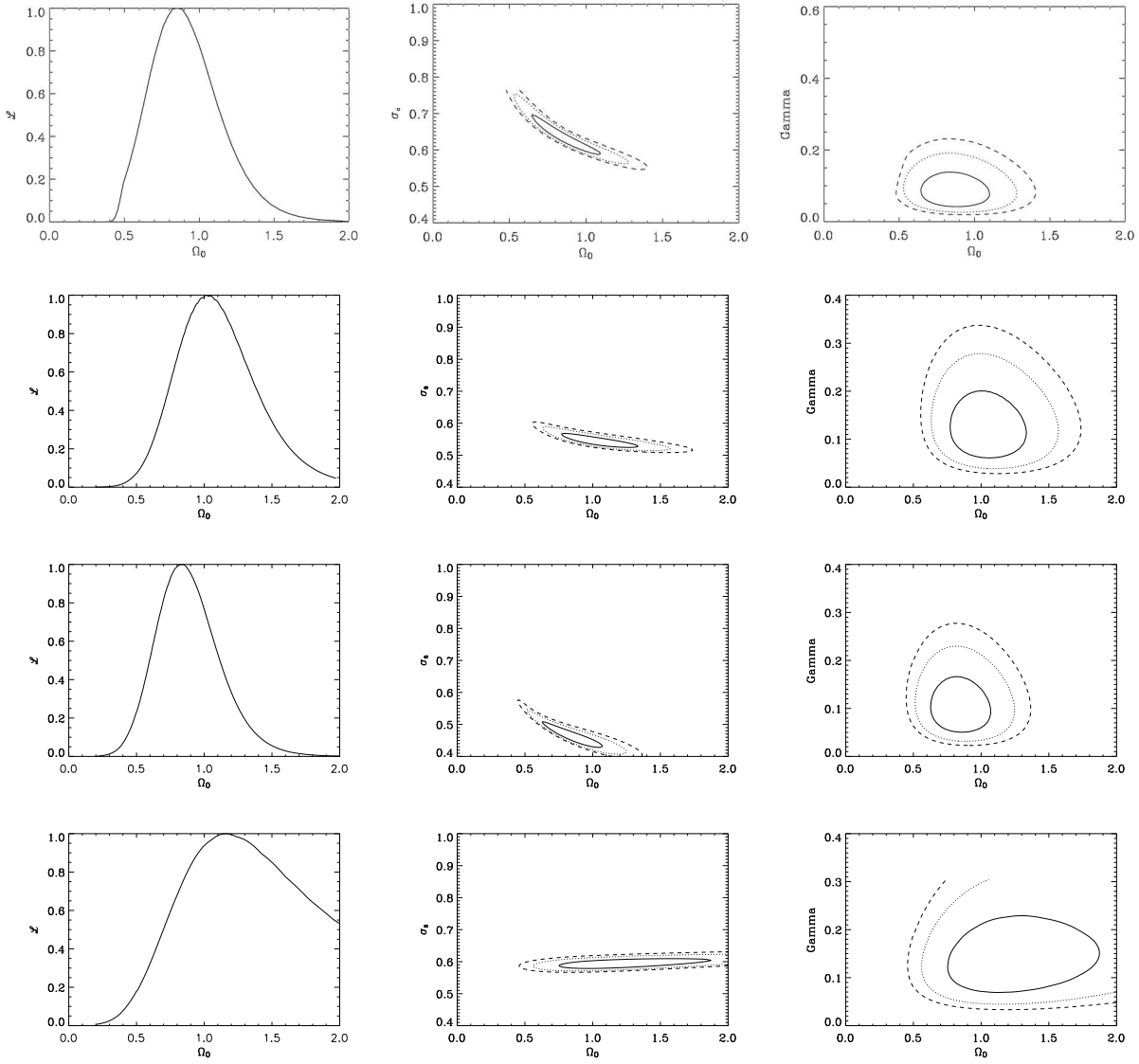


FIG. 5.7 – *Fonction de vraisemblance projetée sur le paramètre Ω_M et sur les plans (σ_8, Ω) et (Γ, Ω) obtenue par comparaison de la fonction de température locale ($z \sim 0.05$) avec la fonction de température à $z \sim 0.33$. Les contours représentent les domaines de confiance à 66%, 90% et 95% de confiance. La série du haut est obtenue à partir de l'évolution de la fonction de température avec la relation $M-T$ normalisée à 4 keV (BN98) et la fonction de masse de Press & Schechter ; la seconde série est obtenue avec la normalisation à 4 keV et la fonction de masse de Sheth & Tormen ; la troisième série est obtenue avec la même fonction de masse et la normalisation à 6.5 keV ; enfin, la dernière série est obtenue en injectant dans les modèles la normalisation qui dépend de la cosmologie [28].*

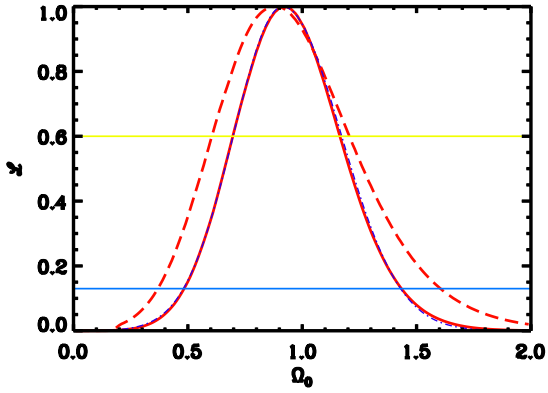


FIG. 5.8 – *Projection de la surface de vraisemblance sur le paramètre Ω_M ajusté par une gaussienne (trait point-pointillés). Deux cas sont ici représentés : Univers "ouvert" (trait plein) et "plat" en pointillés, figure issue de Blanchard et al., 2000 [25].*

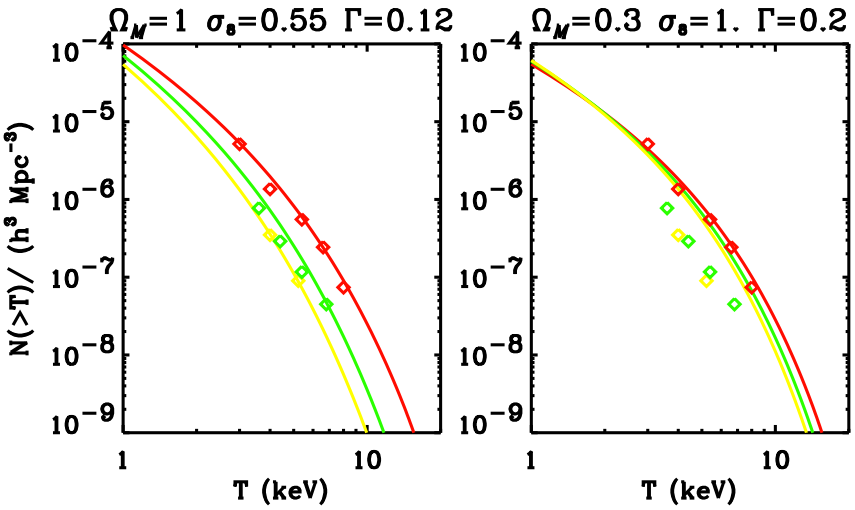


FIG. 5.9 – *Evolution de la fonction de température des amas X : les losanges représentent les données (à $z \sim 0$ (en rouge), $z \sim 0.33$ (en vert) et $z \sim 0.5$ (en jaune) et les modèles sont représentés par les courbes (à gauche le modèle Einstein-De Sitter et à droite le modèle de "concordance"). Ces courbes montrent l'évolution de la fonction de température avec le redshift. Cette évolution est bien reproduite par un modèle à grande densité de matière, tandis qu'un modèle à faible densité de matière ne produit pas assez d'évolution pour reproduire les distributions à grand redshift.*

Ω_M (erreur à 68%)	référence	commentaires
0.55 ±0.17	Henry 1997	$\Omega_M \geq 1$ exclu à 99%
0.36 ± 0.25 ($- >$0.72)	Eke et al. 1998	$\Omega_M = 1$ exclu à 98%
0.75 ±0.5	Viana & Liddle	$\Omega_M \leq 0.4$ exclu à 84%
0.86 ±0.3	Blanchard et al. 2000	$\Omega_M \leq 0.37$ exclu à 95%
0.85±0.24	Vauclair et al. 2003	(M98) $\Omega_M \leq 0.44$ exclu à 95%
1.05±0.27	Vauclair et al. 2003	(BN98) $\Omega_M \leq 0.56$ exclu à 95%
1.3 ± 0.55	Vauclair et al. en prep.	(avec A_{MT} fonction de Λ)

TAB. 5.4 – *Comparaison des paramètres obtenus par l'ajustement des données de la fonction de température locale et celle à $z \sim 0.33$ obtenus par différentes équipes et différentes méthodes. Résultats obtenus avec l'hypothèse d'un Univers plat.*

portent peu d'amas ($\sim 10-20$ à $z < 0.5$).

La faiblesse de l'échantillon statistique à grand redshift ajouté aux différentes approches méthodologiques a mené à des résultats sensiblement différents selon les auteurs [70] [222] [97] [25] [221]. Avec sa première fonction de température [96], Henry 1997 obtint la valeur : $\Omega_M \simeq 0.5$. D'autres auteurs ont étudié cette même fonction : Eke et al. 1997 ont étudié en détail les différents effets systématiques et concluent à une valeur similaire pour Ω_M, Viana et Liddle (1999) [222] ainsi que Blanchard et al.(2000) [25] ont obtenu des valeurs supérieures : $\Omega_M = 0.75$ et $\Omega_M = 0.88$ respectivement. Une comparaison des valeurs obtenues par ces différentes équipes est proposée dans la table 5.4. Les origines de ces différences ont été peu à peu comprises et sont principalement dues à la méthode de sélection de l'échantillon local, au choix de la relation $M-T$ utilisée et à la prise en compte des erreurs de mesure de température pour les amas lointains. Blanchard et al. (2000) ont montré que la valeur de la densité de matière obtenue dépend des critères de sélection (flux) de l'échantillon local. Une sélection des flux $f_x \geq 4.10^{-11}$ erg/s/cm^2 mène à $\Omega_M \simeq 0.65$ en accord avec Eke et al. (1998) [70] et Henry (2000) [97] alors qu'une sélection des amas "faibles" (2.2×10^{-11} erg/s/cm^2 $\leq f_x \leq 4\times10^{-11}$ erg/s/cm^2) conduit à une valeur plus élevée : $\Omega_M = 0.98$.

D'autre part, les erreurs sur les mesures de températures des amas lointains ont un impact sur la détermination des paramètres cosmologiques à partir de l'étude de la fonction de température. Viana & Liddle (1999) et Blanchard et al. (2000) ont étudié cet effet en détail et concluent que les erreurs de mesure de température conduisent à une surestimation du nombre réel d'amas. La dispersion sur les mesures de température est donc prise en compte dans cette étude (voir chapitre 2 section 2.4.2). Nous verrons également (section 5.5.2) que restreindre l'étude au cas CDM strict ($\Gamma = \Omega_M \times$ h) a une influence non-négligeable sur les contraintes obtenues. Malgré ces différents effets systématiques qui mènent à des résultats sensiblement différents, le test cosmologique fondé sur l'évolution de la fonction de température est puissant et montre que les données de la TDF lointaine semblent privilégier un modèle d'Univers à grande densité de matière.

La section suivante présente l'analyse des prédictions des modèles précédemment déterminés en terme de comptages d'amas en fonction du redshift et leur comparaison aux différents échantillons "flux limités" disponibles.

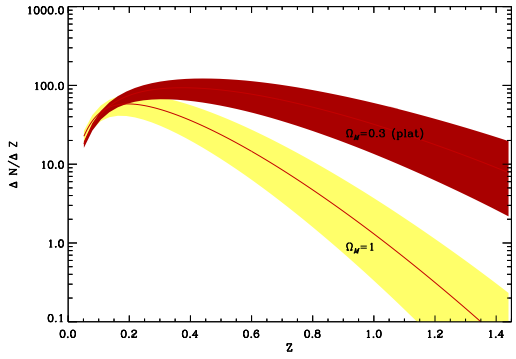


FIG. 5.10 – *Différence d'évolution en redshift de l'abondance des amas détectés au-delà d'un seuil de flux pour les deux cosmologies : Eisntein-De Sitter (jaune clair) et Λ-CDM (rouge sombre). Les zones pleines représentent l'incertitude typique à 2σ sur le paramètre* σ_8.

5.2.3 Comptages d'amas

Pour étudier les effets d'évolution sur la population des amas de galaxies à grand redshift, je présente maintenant l'analyse de la distribution en redshift des échantillons présentés au chapitre 4. Pour illustrer la différence d'évolution pour différents jeux de paramètres cosmologiques, je compare les prédictions des deux modèles précédemment obtenus. Cette différence est illustrée sur la figure 5.10. Les calculs de prédictions de comptages se font toujours à partir de la fonction de masse, qui, cette fois, est intégrée à partir d'un seuil de masse déterminé par la conversion du flux limite d'observation correspondant à l'échantillon étudié. On obtient ainsi le nombre total d'amas, de masse supérieure à celle correspondant au seuil de détection, par tranche de redshift (non plus par tranche de redshift et de température comme dans le cas de la TDF). Avec cette étude, le nombre d'amas à grand redshift disponibles est beaucoup plus grand (~ 300 au total). Cependant, puisque je ne dispose pas des températures mesurées, un nouvel ingrédient est nécessaire : la relation luminosité-température. Celle-ci est utilisée pour convertir le flux limite d'observation en seuil de température pour les amas détectés. Ceci ne pose a priori pas de problème puisque je dispose désormais de la relation $L-T$ observée localement et à grand redshift (cf. chapitre 2 section 2.3.2 et chapitre 3 section 3.4.2). Avec ce nouvel ingrédient, l'étude détaillée des différents échantillons disponibles dans la littérature est désormais possible. Les étapes de la modélisation que j'ai effectuée sont les suivantes :

- **Je commence par étudier les différents catalogues disponibles pour en extraire la fonction de sélection la plus précise possible. Celle-ci se présente en général sous la forme d'une relation entre la couverture angulaire du relevé et le flux limite de détection. Dans certains cas, cette relation dépend également du redshift de la source et de la taille de la cellule de détection utilisée : si une source étendue est trop proche, elle peut se trouver plus grande que la cellule de détection, dans ce cas le flux doit être corrigé (cf. chapitre 4). Lorsque les catalogues sont entièrement publiés, j'extrais également les informations concernant les amas individuels de manière à pouvoir sélectionner des sous-échantillons par la suite.**
- **A partir du flux limite fourni dans la bande d'observation de l'instrument, je**

calcule la luminosité dans la même bande et la luminosité bolométrique (en fait intégrée dans la bande [0.1-20 keV]) en appliquant un modèle spectral de type "Raymond-Smith" [180]. Les résultats obtenus par cette méthode sont en accord avec ceux obtenus par d'autres méthodes, par exemple en utilisant un modèle spectral de type MEKAL (cf. chapitre 3 table 3.5).

- **Lorsque j'ai obtenu la luminosité bolométrique, j'en déduis la température X en appliquant la relation luminosité-température et son évolution mesurée à grand redshift par le projet "XMM-Newton Ω" (Cf 3.4.2).**
  J'obtiens ainsi un seuil en température indépendemment du contexte cosmologique.
- **Puis je convertis la température en masse par la relation masse-température (cf. chapitre 2 section 2.3.2).**
- **Enfin, la fonction de masse est estimée par la relation de Sheth & Tormen 1999 [202] (cf. chapitre 1 section 1.2.7). J'obtiens ainsi une conversion du flux limite d'observation en seuil de masse.**
- **J'intègre ensuite la fonction de masse, à partir du seuil ainsi déterminé, pour obtenir le nombre d'amas attendus dont le flux est supérieur au seuil de détection instrumental et dans des volumes de détection correspondant aux regroupements par tranche de décalage spectral ($\Delta z = 0.1$) et à l'angle solide du relevé ; ceci pour faciliter la comparaison aux observations.**

Le jeu d'équations 5.13 résume ces différentes étapes de la modélisation.

$$\begin{aligned} N(>f_x,z,\Delta z) = & \quad \Omega \int_{z-\Delta z}^{z+\Delta z} \frac{\partial N}{\partial z}(L_x > 4\pi D_l^2 f_x) dz \\ = & \quad \Omega \int_{z-\Delta z}^{z+\Delta z} N(>T(z)) dV(z) \\ = & \quad \Omega \int_{z-\Delta z}^{z+\Delta z} \int_{M(z)}^{+\infty} N(M,z) dM dV(z) \end{aligned} \tag{5.13}$$

où $T(z)$ est le seuil de température correspondant au flux f_x limite d'observation, indépendemment du modèle cosmologique. La figure 5.11 représente les températures seuil en fonction du redshift converties des flux limites des échantillons RDCS et MACS (dans ce cas les 3 flux limites sont représentés).

Cette modélisation est réalisée avec des codes en langage FORTRAN et les codes de calcul de la fonction de vraisemblance et de sa maximisation sont en langage IDL ainsi que la représentation graphique, présentées dans la suite. La première application de ce formalisme, que j'ai étudiée, est le calcul des distributions d'amas de galaxies prédites pour les échantillons disponibles à partir des modèles obtenus par l'étude des fonctions de température (cf. section précédente).

Les résultats présentés dans la figure 5.12 montrent les prédictions du nombre d'amas dans les deux cosmologies envisagées comparées aux données d'observation des échantillons RDCS, EMSS, SHARC, WARPS, NEP, 160deg^2 et MACS. Les différentes courbes représentées sur ces figures montrent les prédictions des comptages pour les modèles A et B avec les deux extrêmes de la normalisation de $M-T$. Les courbes en trait plein sont obtenues avec la normalisation à ~ 4 keV (BN98), et les courbes en pointillés avec celle à ~ 6 keV (M98). Les zones pleines correspondent aux incertitudes (à 1 σ)sur la valeur de σ_8 (en clair) et sur la mesure de l'évolution en redshift de la relation $L-T$. Les données sont représentées par les triangles avec des barres d'erreur à 95% (intervalle de confiance d'un processus de Poisson) et les zones hachurées montrent le domaine de redshift étudié (0.3$< z <$1.). Le modèle "A" est obtenu par ajustement de la TDF locale et de la TDF à $z \sim 0.33$ tandis que le

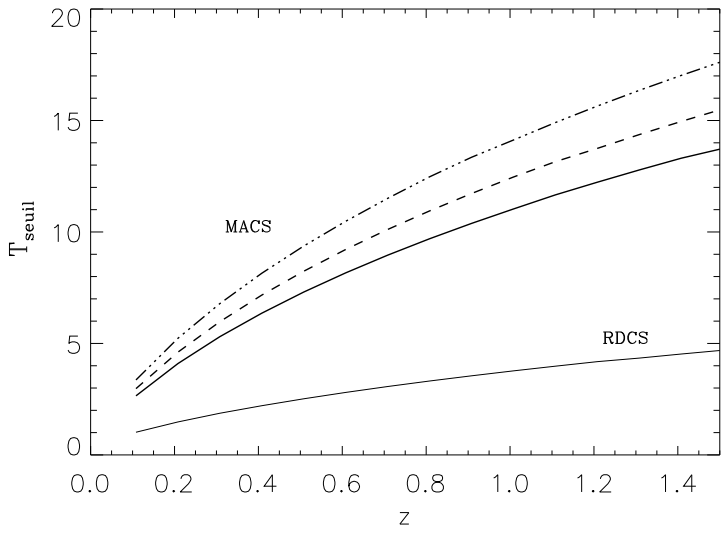


FIG. 5.11 – *Seuil de température en fonction du redshift pour les flux limites des échantillons RDCS (fx=3 $\times$ $10^{-14} erg.s^{-1}.cm^{-2}$) et MACS ($f_x = 1 \times 10^{-12}$ $erg.s^{-1}.cm^{-2}$ en trait plein, $f_x = 1.4 \times 10^{-12}$ $erg.s^{-1}.cm^{-2}$ en tiret et $f_x = 2 \times 10^{-12}$ $erg.s^{-1}.cm^{-2}$ en point-pointillés. Cette figure illustre bien la différence de population sondée par les différents échantillons.*

modèle "B" est le modèle de "concordance" avec constante cosmologique, Ω_M=0.3 et normalisé aux données locales (σ_8=[0.72-1.] en fonction de A_{TM}). Pour le 160deg^2, deux cas sont montrés : le cas de gauche représente l'échantillon complet et celui de droite une sélection des amas de flux supérieur à $2. \times 10^{-13}$erg.s^{-1}.cm^{-2}. La distribution en redshift de l'échantillon complet présente une sorte de cassure à ($z \sim 0.5-0.6$). J'ai donc étudié cette distribution plus en détails en la découpant en intervalles de flux. Cette structure en "plateau" est due à la partie faible flux de l'échantillon : la figure 5.13 représente les amas de flux compris entre 1.3×10^{-13}erg.s^{-1}.cm^{-2} et $2. \times 10^{-13}$erg.s^{-1}.cm^{-2}.

On peut noter que les calculs de comptages d'amas se font sans aucun paramètre libre, en injectant dans une modélisation "classique" les modèles d'Univers obtenus en reproduisant la fonction de température locale et celle définie par une dizaine d'amas (seulement!) à $z \sim 0.33$. Les prédictions du modèle à grande densité de matière sont en accord avec tous les jeux de données, ce qui montre tout d'abord une remarquable cohérence entre ces différents catalogues entre eux et avec la fonction de température. En effet, les modèles qui reproduisent le mieux la fonction de température locale et celle à $z \sim 0.33$ reproduisent également de manière satisfaisante les distributions en redshift de tous les échantillons. Par contre, le modèle à faible densité de matière normalisé aux données locales surestime les comptages observés d'un large facteur (jusqu'à un facteur dix à $z \sim 0.5$). Les différents échantillons étudiés montrent donc tous une forte évolution du nombre d'amas avec le redshift, ce qui est en faveur d'un Univers avec une grande densité de matière.

La différence d'évolution obtenue pour ces deux modèles vient de deux effets principaux : l'évolution du nombre d'amas attendue en fonction de la cosmologie et l'augmentation de l'élément de volume dans un Univers dominé par l'énergie sombre. Bien qu'en désaccord avec le modèle qui fait le consensus actuel,

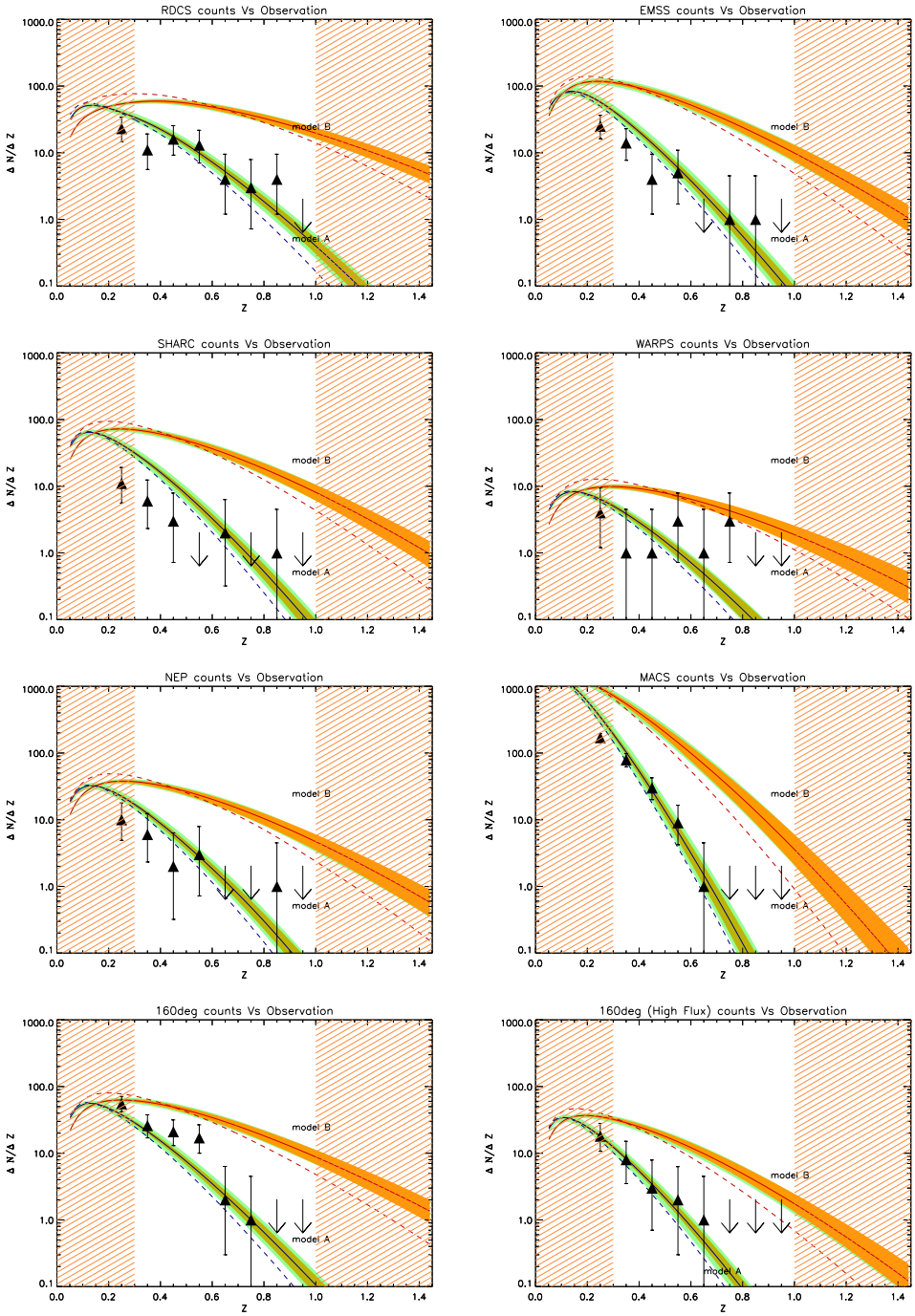


FIG. 5.12 – *Nombre d'amas prédit en fonction de z, par tranche de redshift, par les modèles dans les deux cosmologies considérées (modèles A et B), comparé aux données des échantillons : RDCS, EMSS, SHARC, WARPS, NEP, 160deg^2 et MACS. Pour le 160deg^2, je présente également un sous-échantillon avec un seuil en flux légèrement supérieur au seuil initial (cf. figure 5.13). Les observations sont représentées par les triangles avec des barres d'erreur à 95% (intervalle de confiance d'un processus de Poisson). Les flèches sont des limites supérieures à 95%. Les courbes du haut représentent les prédictions dans le cadre du modèle $\Lambda - CDM$ (modèle B) et les courbes du bas dans le modèle préféré dans notre étude (modèle A). Les lignes continues correspondent à la normalisation à 4.keV et les lignes pointillées à 6.5 keV. Les zones remplies montrent les incertitudes estimées sur l'évolution de la relation $L - T$ (vert foncé) et sur le paramètre σ_8 (vert clair).*

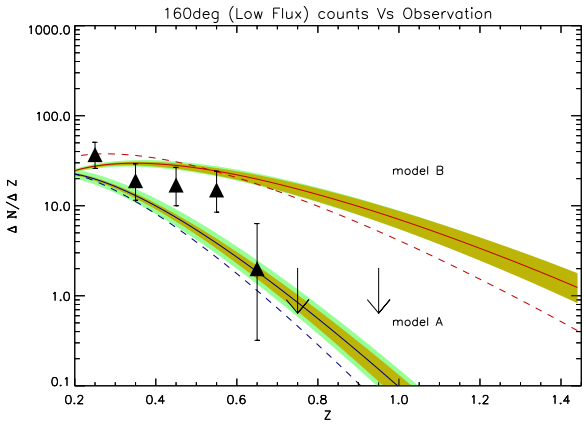


FIG. 5.13 – *Distribution du sous-échantillon du 160deg^2 pour lequel sont sélectionnés les amas de faible flux :* $1.3 \times 10^{-13} erg/s/cm^2 < f_x < 2.10^{-13} erg.s^{-1}.cm^{-2}$. *Le plateau observé dans la distribution de l'échantillon complet (cf. figure 5.12) provient des amas de faible flux.*

ces résultats coroborent la plupart des études similaires précédentes, malgré des différences sensibles (cf. table 5.4).

Différents effets peuvent être imaginés pour expliquer l'apparent désaccord entre le modèle de "concordance" et l'évolution des amas de galaxies observés en X à grand redshift. Un premier effet pourrait venir d'une erreur systématique importante sur les fonctions de sélection des échantillons observés, en particulier sur le flux limite de détection, d'autres effets ont été testés et font l'objet de la section suivante.

5.3 Différents effets systématiques du problème, influence sur les comptages et sur les paramètres cosmologiques

5.3.1 Choix de la fonction de masse

Jusqu'à la fin des années 1990, la plupart des études faisant appel à la fonction de masse utilisaient la fonction de Press & Schechter [177] (cf. chapitre 1 section 1.2.6). Mais depuis les progrès effectués dans le domaine des simulations numériques, de nouvelles fonctions sont apparues [202] [110], en meilleur accord avec les distributions de masse observées dans les simulations. En effet, la fonction de Press & Schechter a en effet tendance à sous-estimer l'abondance des amas massifs [91] [202] [110]. La figure 5.14 illustre la différence sur les comptages, pour les échantillons RDCS et MACS, issue de l'utilisation des fonctions de masses de Press & Schechter et de Sheth & Tormen (la fonction de Jenkins est indistinguable de celle de Sheth & Tormen, cf. section 1.2.7 figure 1.8).

Les prédictions de comptages s'avèrent très robustes et peu sensibles aux effets systématiques ; ceci est dû à la procédure utilisée. En effet, le modèle ajusté aux données locales et à la TDF à z ~ 0.33 reproduit les données des échantillons d'amas à grand redshift quels que soient les ingrédients du modèle ; ceux-ci n'ont qu'un effet sur les paramètres du meilleur modèle mais l'effet sur les comptages est limité. Les paramètres des modèles avec la fonction de masse de Press & Shechter sont : $\Omega_M \sim$

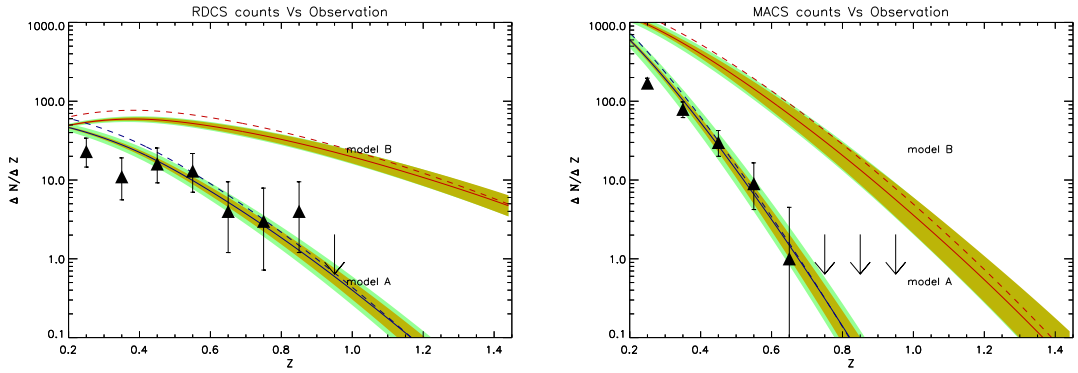


FIG. 5.14 – *Effet du choix de la fonction de masse sur les comptages. Illustration dans le cas des deux échantillons "extrêmes": RDCS et MACS; et pour les fonctions de masse de Press & Shechter (courbes pointillées) et pour celle de Sheth & Tormen (traits pleins).*

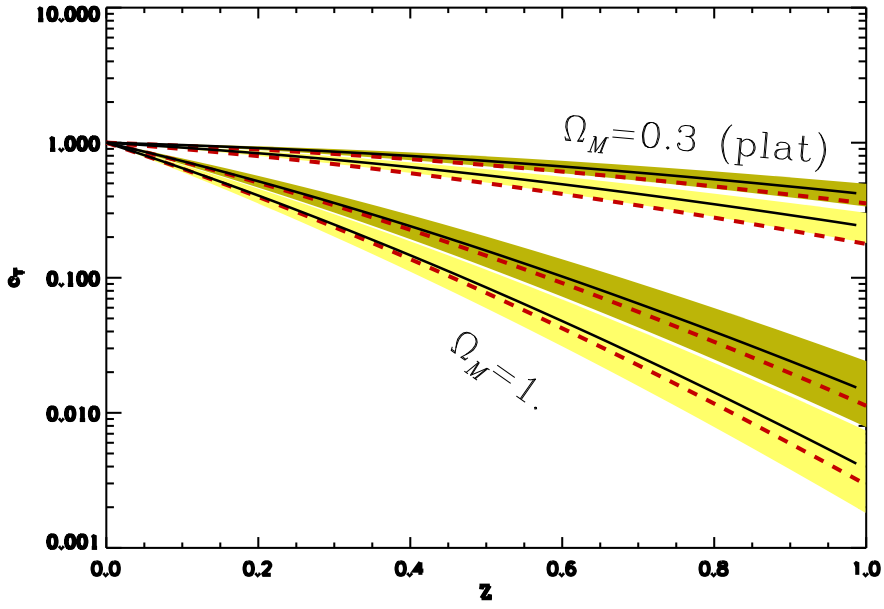


FIG. 5.15 – *Effet du choix de la fonction de masse sur les comptages relatifs. Je représente ici l'évolution de l'abondance des amas, relativement à l'abondance locale, pour différents modèles cosmologiques (grande densité de matière en bas et faible densité en haut) et pour des amas de température* 4 keV *(zone foncé) et* 6 keV *(zone claire). Les courbes en tirets et en pointillées représentent respectivement les cas avec la fonction de masse de Press & Schechter pour les deux types d'amas (les zones pleines sont caclulées avec la fonction de Sheth & Tormen).*

1.; $\sigma_8 \sim$ 0.65 et Γ ∼0.1 pour le cas Einstein-De Sitter et $\Omega_M \sim$ .3; $\sigma_8 \sim$ 1. et Γ∼0.25 pour le Λ-CDM.

5.3.2 Effet du choix de la normalisation de M-T sur les comptages

Comme je l'ai développé au chapitre 2 section 2.3.2, il existe des différences significatives sur la normalisation de la relation masse-température des amas (de l'ordre de 50% entre les résultats issus des simulations numériques et ceux des équations hydrostatiques). Cette différence n'a pas une grande influence sur les comptages. La normalisation des modèles sur les données locales dépend de la relation M-T injectée (ce qui se ressent sur les paramètres cosmologiques, cf. table 5.3). Mais lorsque je réinjecte ces modèles dans les programmes de comptage, l'effet, d'un facteur $\sim$ 2, reste bien inférieur à la différence entre les deux modèles. Cet effet est montré sur les courbes de la figure 5.12 : les courbes en trait plein représentent les comptages avec la normalistation à 4 keV tandis que les courbes en pointillés montrent les comptages avec la relation $M - T$ normalisée à 6.5 keV. Cependant une large incertitude systématique subsiste sur la valeur absolue des paramètres du modèle : $0.85 < \Omega_M < 1$. Nous verrons à la section 5.4.4 que la nouvelle méthode de détermination de cette normalisation développée par Blanchard & Douspis (2004) [28] permet de lever cette dégénérescence et d'éviter cet effet systématique.

5.3.3 Effet de la dispersion sur la relation $M - T$

Inclure une dispersion, de l'ordre de 20 %, dans la relation $M - T$ à un effet sur la détermination des paramètres cosmologiques. Cette effet influence également la modélisation de la population locale. Avant de quantifier cette influence sur la densité de matière, il faut donc renormaliser les modèles sur l'abondance locale, ce qui revient à baisser légèrement la valeur de σ_8 qui passe de 0.55 à 0.5. L'effet résultant sur Ω_M est de l'ordre de 9%.

5.3.4 Choix de la relation $L - T$ locale

Nous avons vu au chapitre 2 section 2.4.3 que différentes approches sont possibles pour déterminer cette relation, aboutissant à des coefficients sensiblement différents. La figure 5.16 montre l'influence sur les comptages du choix de la relation locale. Les courbes en traits pleins sont obtenues avec la modélisation standard et la relation $L - T$ déterminée par l'ajustement direct des données locales ($L = 0.16\ T^{2.46}$) et les courbes en point-pointillés représentent les comptages avec la relation $L - T$ déterminée par conversion de la fonction de luminosité locale en fonction de température locale, $L = 0.026\ T^{3.4}$ (cf. chapitre 2 section 2.4.4). La relation historiquement utilisée ($L = 0.0625\ T^3$) est également représentée à titre de comparaison. Ici, le coefficient d'évolution utilisé est le même : $\beta = 0.65$. L'effet quantitatif sur les comptages du choix de la relation $L - T$ locale n'excède pas les 30% à $z \sim 1.$, ce qui est du même ordre de grandeur que les autres incertitudes. L'approche adoptée dans ce travail consiste à utiliser une conversion qui n'est pas directement mesurée mais qui permet de reproduire de manière satisfaisante les fonctions de température et de luminosité locale, ce qui permet d'éviter l'effet systématique dû au choix de la relation locale.

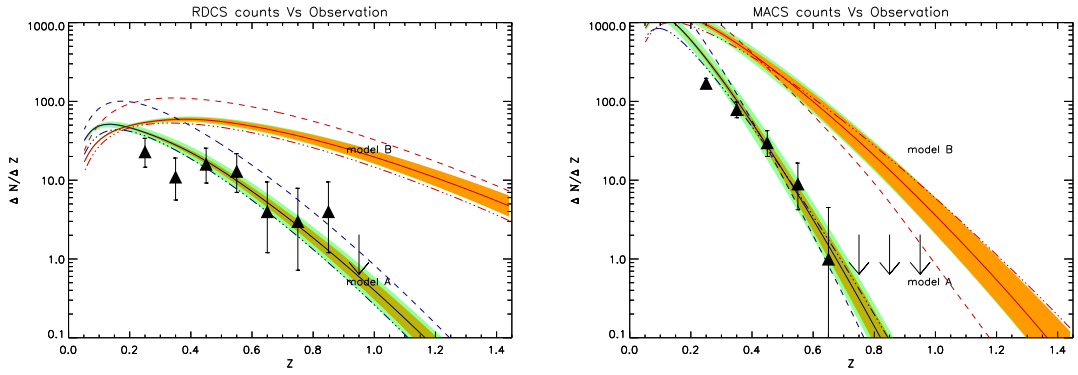


FIG. 5.16 – *Effet du choix de la relation L-T locale sur les comptages. Illustration dans le cas des deux échantillons RDCS et MACS. Ici, les comptages sont réalisés avec* $L = 4.(T/4.)^3$ *(trait plein), la courbe en point-pointillés est réalisée avec* $L = 3.2(T/4.)^{3.4}$ *et la courbe en tirets avec* $L = 5.(T/4.)^{2.46}$.

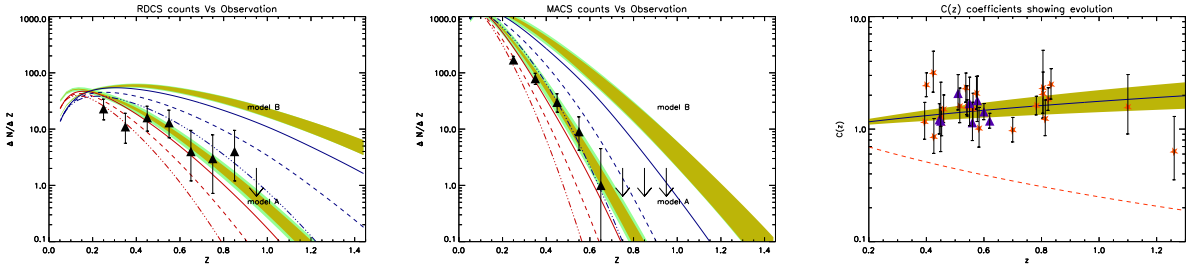


FIG. 5.17 – *Comptages avec différentes évolutions de la relation* $L-T$ *:* $(1+z)^0$ *en trait plein,* $(1+z)^{-1}$ *en tirets et* $(1+z)^{-2}$ *en point-pointillés. Une évolution fortement négative,* $(1+z)^{-2}$*, est nécessaire pour reproduire les comptages observés. Le cas des échantillons RDCS (à gauche) et MACS (milieu) sont représentés. Cette évolution négative (en* $(1+z)^{-2}$*) est représentée sur la figure de droite qui montre les coefficients* $C(z)$ *des amas distants (ligne pointillés) à comparer aux valeurs observées avec XMM (triangles bleus) et Chandra (étoiles orange).*

5.3.5 Evolution de la relation $L-T$

La relation $L-T$ **injectée dans les codes de comptage précédents comprend l'évolution mesurée par le programme "XMM-Newton Ω" et son incertitude (**β **= 0.65** $\pm$ **0.21). J'ai cherché quelle évolution serait nécessaire pour reproduire les comptages observés avec le modèle de "concordance". L'évolution, dans ce cas, doit être fortement négative, de l'ordre d'un facteur** $(1+z)^{-2}$**. La figure 5.17 représente ce résultat sous la forme des comptages pour les échantillons RDCS et MACS reproduits par le modèle de concordance avec cette évolution négative (ligne point-pointillés) et l'effet de cette évolution en terme de coefficents** $C(z)$ **comparés à ceux des données XMM et Chandra (à droite) (**$C(z) = L_{Obs}/AT^B$**). Je représente également, à titre illustratif, les comptages obtenus avec les coefficients d'évolution** $(1+z)^0$ **(en trait plein) et** $(1+z)^{-1}$ **(en pointillés). L'incertitude sur la mesure de l'évolution de la relation** $L-T$ **à un effet sur la détermination des paramètres cosmologiques, il en résulte une incertitude de 5% sur** Ω_M

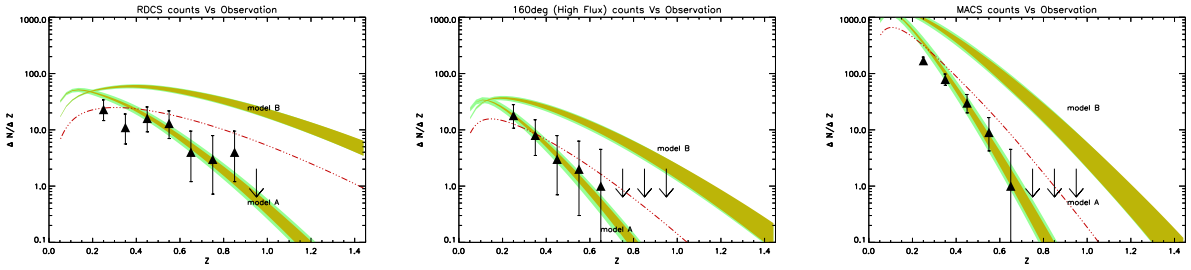


FIG. 5.18 – *Comptages pour les échantillons RDCS, 160deg^2 et MACS en supposant une erreur systématique dans la fonction de sélection. Ici, les courbes point-pointillés montrent les prédictions de comptages avec un flux supérieur d'un facteur 2 au flux de détection publié.*

5.3.6 Effet de la dispersion et de l'incertitude sur la relation $L-T$

La dispersion sur la relation luminosité-température locale a un effet sur le calcul du nombre d'amas par la fonction de masse, puisqu'on utilise cette relation pour convertir le seuil d'observation en flux en seuil d'intégration en température. Prendre en compte la dispersion sur cette relation a pour effet d'augmenter légèrement le nombre d'amas prédit (cf. section 2.4.5). Une renormalisation consisterait à baisser la valeur de σ_8 en conséquence. Cependant, la caractérisation précise de l'échantillon local n'est pas aisé et l'approche "naïve qui consiste à transformer la conversion brutale de la luminosité en température (par une fonction Heavyside) en une transformation plus continue (avec une fonction "erreur") n'est pas totalement satisfaisante. En effet, si je renormalise les modèles sur la fonction de température locale avec ce nouvel ingrédient le modèle obtenu ne permet pas de reproduire également la fonction de luminosité. Ceci reflète la difficulté de comprendre en détail l'échantillon local et ces incertitudes, d'où la nouvelle approche consistant à déterminer une relation de conversion en forçant les modèles à reproduire conjointement ces deux distributions (cf. section 2.4.4. Cette méthode fournit une nouvelle relation $L-T$ et une mesure des incertitude. La prise en compte de l'incertitude sur la relation luminosité-température à un effet sur la détermination des paramaètres cosmologiques, de l'ordre de 9 % sur Ω_M

La prise en compte de l'incertitude sur la relation luminosité-température à un effet sur la détermination des paramaètres cosmologiques :

5.3.7 Effet d'une incertitude sur la fonction de sélection des échantillons

A la suite de ces résultats, on peut être amené à se poser des questions sur la complétude des échantillons, en terme de fonction de sélection. J'ai examiné l'effet que pouvait avoir une erreur sur la détermination du flux limite de détection des différents échantillons. A titre d'exemple, la figure 5.18 montre l'effet sur les comptages d'une erreur sur le flux d'un facteur 2 sur les échantillons RDCS, 160deg^2 et MACS. Ce facteur (2) est le minimum nécessaire pour que les prédictions du modèle $\Lambda - CDM$ soient en accord avec les données de ces échantillons. Il est donc important d'examiner en détail les fonctions de sélection des différents relevés et de comparer les mesures de flux en provenance de différents instruments.

D'une incertitude sur le flux limite de détection de l'ordre de 20% résulte une

incertitude sur Ω_M de 5%.

5.3.8 Comptages avec coupure en température

Dans le cas de l'échantillon 160deg^2, nous avons déjà remarqué qu'en appliquant un seuil de flux légèrement supérieur au flux limite de détection, les prédictions sont en meilleur accord avec les comptages observés (cf. figure 5.12 section 5.2.3). La figure 5.19 illustre les résultats obtenus en appliquant des seuils de température de plus en plus élevés, jusqu'à T_{seuil}=5 keV, pour les échantillons RDCS et 160deg^2. Le seuil de température n'est ici appliqué qu'aux modèles. En effet l'échantillon RDCS n'étant toujours pas entièrement publié (presque 10 ans après sa publication !), je ne dispose d'aucune information directe sur les amas individuels et je ne peux donc pas effectuer une sélection des observations en flux. Ceci permet tout de même de conclure que la distribution est dominée par des amas peu massifs (T < 3keV) jusqu'à $z \sim 0.3$ (et jusqu'à $z \sim 0.6$ pour T < 4keV), ou, en d'autres termes, que l'échantillon RDCS n'est complet, pour les amas de plus de 3 keV, qu'à partir de z=0.7. Dans ce cas, le modèle à grande densité de matière ne prévoit que 1 à 3 amas pour cet échantillon, ce qui restreint son interêt statistique à des fins cosmologiques. Par contre, l'échantillon 160deg^2 étant totalement publié (avec les informations relatives aux amas individuels tels que leur flux), il m'est possible d'appliquer la même sélection en température aux données qu'aux modèles et de comparer directement les prédictions de comptages d'amas de température élevée avec les observations. Les résultats présentés figure 5.20 montrent que plus on s'intéresse aux amas chauds et massifs, plus la différence entre les comptages prédits par les deux modèles est grande, et plus le modèle $\Lambda - CDM$ à faible densité de matière surestime le nombre d'amas observés (de plus d'un facteur 10 pour les amas de plus de 5 keV à z=0.6). Une remarque importante doit être faite : pour les échantillons fournissant les flux d'observation, typiquement le 160deg^2, les températures sont calculées à partir des flux publiés avec mes codes de conversion et il est possible que les températures ainsi déduites soient légèrement différentes de celles issues d'une autre étude. Je parlerai dans ce cas de "pseudo-températures" pour les distinguer des températures réellement mesurées. Ces figures sont illustratives et aucune conclusion quantitative n'en est déduite.

5.3.9 Conclusions, discussions

L'analyse des prédictions de comptages d'amas à grand redshift comparées aux histogrammes des échantillons observés révele une forte évolution du nombre d'amas avec le redshift. Ceci est en faveur d'un modèle d'Univers à grande densité de matière. En effet, le modèle de concordance surestime le nombre d'amas. Tous les effets systématiques étudiés sont du même ordre de grandeur (de 30% à 70% à $z \sim 0.5$) et bien plus faibles que la différence des comptages pour les deux modèles, qui atteint parfois plus d'un facteur 10 à $z = 1$. En effet, les modèles étant toujours normalisés aux données locales (et à $z \sim 0.33$ pour le meilleur modèle), ceux-ci se "réajustent" en fonction des ingrédients du modèle et l'effet sur les comptages à grand redshift est très limité comparé à la différence d'évolution attendue pour les deux cosmologies envisagés.

Il peut sembler, et ceci nous a souvent été reproché lors de conférences, que les prédictions surestiment les comptages à bas redshift quel que soit le modèle

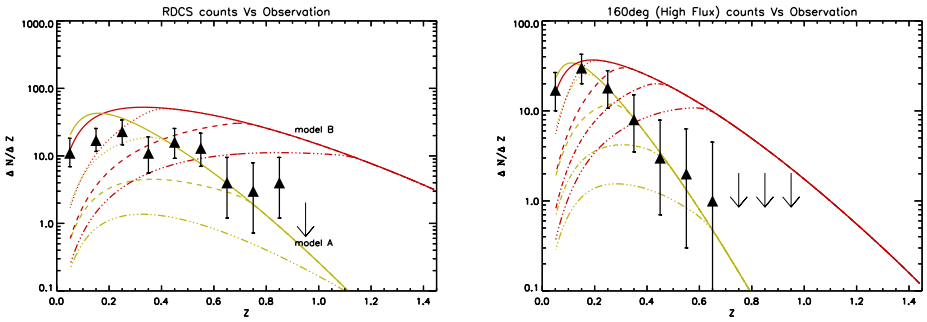


FIG. 5.19 – *Comptages avec des seuils en température plus élevés que celui déduit du seuil de flux d'observation. Pour RDCS (à gauche) et 160deg^2 (à droite) avec les seuils : T=2, 3 et 4* keV *et T=2, 3, 4 et 5* keV *respectivement. Ces seuils ne sont ici appliqués qu'aux modèles puisque nous ne disposons pas des informations relatives aux amas individuels de l'échantillon RDCS. Par contre l'application de ces seuils au catalogue observé est possible avec le 160deg^2, cf. figure 5.20.*

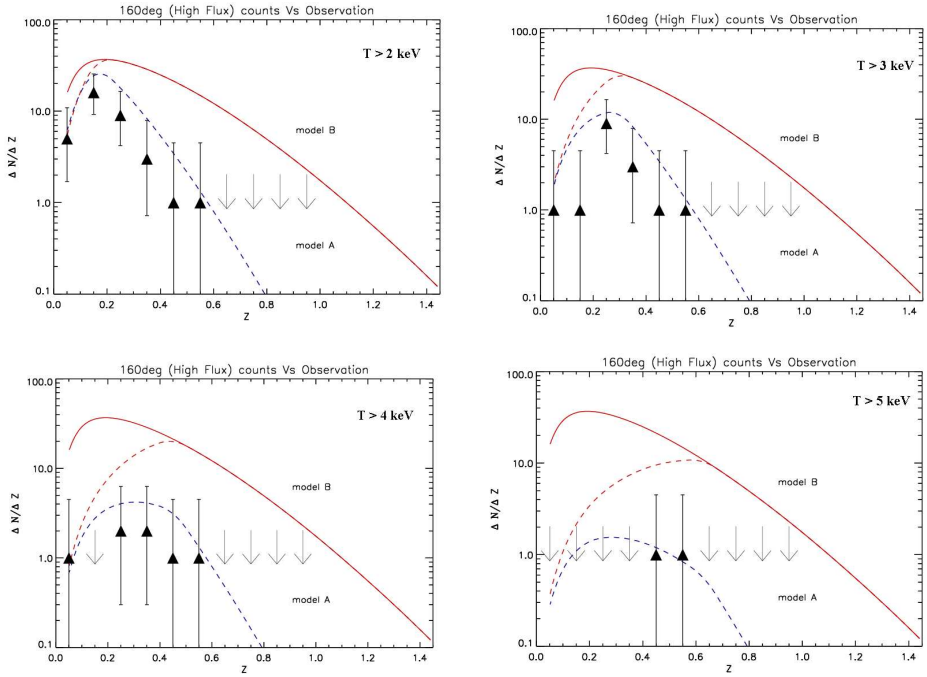


FIG. 5.20 – *Comptages avec seuils en température plus élevé que celui déduit du seuil de flux d'observation, pour le 160deg^2. Le seuil est appliqué aux modèles dans lesquels la fonction de température est intégrée au-delà de 2, 3, 4 et 5 keV et aux données pour lesquels le flux individuel de chaque amas est disponible. Les amas pour lesquels la "pseudo-température" (convertie du flux d'observation) est plus grande que le seuil fixé sont donc sélectionnés. Plus la température seuil est élevée, plus la différence entre les prédictions des deux modèles est élevée.*

envisagé et l'échantillon étudié. D'une part, ce n'est pas le cas pour tous les relevés (cf figure 5.22) et d'autre part, de nombreux arguments montrent que ceci n'est pas important pour l'étude menée ici. En effet, ce régime n'est pas interressant pour cette analyse qui cherche à mesurer l'évolution et qui s'interresse donc à la population d'amas à grand redshift (z>0.3).

Cependant, on peut chercher à comprendre cet effet qui est bien présent dans la plupart des cas étudiés. Une première raison d'ordre observationnel peut être invoquée : les difficultés rencontrées pour constituer des échantillons homogènes avec une fonction de sélection bien définie sont plus importantes à bas redshift. Plusieurs auteurs ont relevé ce problème pour leur propre échantillon (c'est le cas de MACS [65] et de EMSS [Gioia communication privée]). H. Ebeling a écrit, lors de la publication de l'histogramme de son échantillon MACS, que celui-ci n'est complet que pour $z > 0.3$ et qu'il ne faut pas utiliser la partie à bas redshift de son échantillon pour des applications cosmologiques. Ce problème de complétude vient du fait que les amas proches apparaissent plus étendus (avec une brillance de surface plus faible) et ont donc une probabilité plus grande de ne pas être détectés par une cellule de détection limitée ; cet effet est en principe pris en compte par les facteurs correctifs appliqués à la fonction de sélection (ex : EMSS, MACS).

D'autre part, l'échantillon RDCS semble contenir peu d'amas entre z=0 et z∼0.3 par rapport aux prédictions des modèles quels qu'ils soient. La figure 5.21 issue de l'article de Borgani et al. 1999 [32] illustre ce problème : toutes les courbes de prédictions, correspondant aux modélisations avec différents facteurs d'évolution de la relation $L-T$ (pas encore mesurée à cette époque), surestiment les comptages observés entre $z = 0$ et $z = 0.2 - 0.3$. La mesure récente de la relation $L - T$ à grand redshift produirait une courbe située entre la courbe en trait plein et la courbe en pointillés, ce qui, dans un modèle à faible densité de matière (à droite) surestime largement les comptages à tous les redshifts (en accord avec les résultats de Vauclair et al., 2003 [221]). De plus, une comparaison grossière des histogrammes des échantillons RDCS et 160deg^2, échantillons assez similaires, révèle une différence notable pour les faibles redshifts (cf. figure 5.22).

Enfin, en appliquant un seuil de température plus élevé que celui déduit du seuil de flux on remarque (cf. section 5.3.8) que l'échantillon RDCS comporte beaucoup plus d'amas à $z < 0.3$ que ce que prédit l'un ou l'autre des modèles. Au delà du problème de complétude, ceci s'explique certainement par le fait que l'échantillon est dominé, à faible redshift, par des amas peu massifs voire des groupes. Il est néanmoins possible de reproduire les distributions jusqu'aux redshifts les plus proches ($z < 0.3$) à condition de prendre en compte les systèmes de faible masse, les groupes, dans la modélisation (celle-ci n'est pour le moment effectuée que pour des amas avec $T > 2keV$). Pour cela j'utilise une relation luminosité-température à deux pentes avec une cassure située à T ∼ 2keV (L ∝ T^3 pour T > 2keV et L ∝ T^4 pour T < 2keV). En effet, les observations montrent qu'il existe également une relation $L - T$ pour les groupes mais dont la pente est plus grande que celle des amas (cf. chapitre 2 section 2.3.2). Le résultat présenté figure 5.22 montre que l'échantillon RDCS est dominé par des objets de faible masse à bas redshift. Ceci n'est qu'illustratif et effectué à titre de test ; il serait intéressant d'approfondir cette étude mais, dans la suite, je restreins mon analyse aux amas distants (z >0.3). De manière générale, les comptages à bas redshift sont dominés par des amas de faible flux et donc pour la plupart de faible masse. Or les amas que nous observons à grand redshift, typiquement ceux observés par le "XMM-Newton

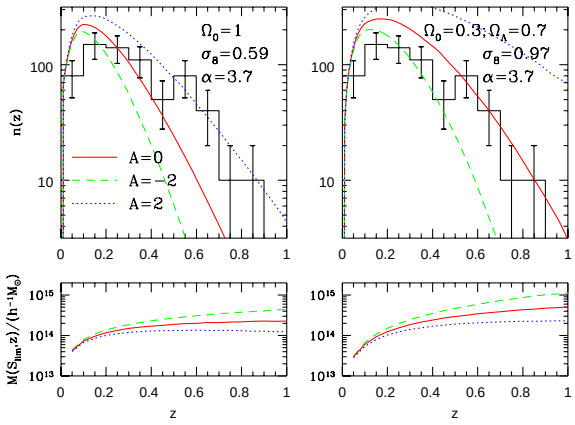


FIG. 5.21 – *Distribution de l'échantillon RDCS reproduite par ses auteurs [32]. Tous les modèles surestiment le nombre d'amas observé à bas redshift (0.< z <0.3). Ceci laisse penser que cet échantillon souffre d'un problème de complétude à bas redshift. Le paramètre d'évolution β est ici noté α mais il s'agit exactement du même paramètre, celui qui mesure l'évolution de $L-T$ en $(1+z)^{\beta(\alpha)}$*

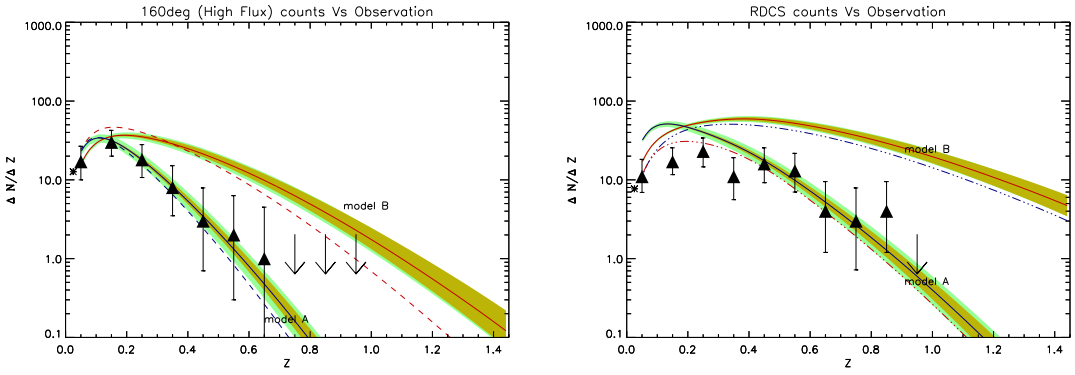


FIG. 5.22 – *Comptages jusqu'aux plus bas redshifts sans aménagement pour le 160deg^2 et avec une relation $L-T$ à deux pentes pour tenir compte des groupes dans RDCS (ligne point-pointillés), celle-ci produit des comptages en meilleur accord avec les données à faible redshift. Ceci semble montrer que les amas présents dans l'échantillon RDCS à bas redshift correspondent à des halos de faible masse. Ces figures révèlent également des différences significatives dans les comptages à bas redshift pour ces deux échantillons qui sont, par ailleurs, assez similaires.*

Ω Project", sont plutôt massifs (2.5 keV < T < 5.45 keV). Lorsque nous souhaitons comparer deux populations d'amas d'âges différents, il faut s'assurer que ces deux populations sont bien comparables ; c'est pourquoi l'étude suivante est restreinte aux amas de température supérieure à 2 keV et aux amas de redshift plus grand que 0.3.

Une autre raison qui peut expliquer le désaccord des modèles avec les données à bas redshift vient de la normalisation locale des modèles : sur la figure 5.5, on peut remarquer que le modèle avec grande densité de matière (normalisé sur la fonction de température) surestime légèrement la queue de la distribution locale vers les faibles luminosités ; ceci peut expliquer la surestimation du nombre d'amas à bas redshift : en effet, cette partie des distributions est souvent dominée par les amas de faible flux et donc de faible luminosité. Tandis que les modèles à faible densité de matière et avec constante cosmologique sous-estiment légèrement les données à faible luminosité. Cependant, ce modèle prédit dans tous les cas plus d'amas distants et surestime le nombre d'amas à tous les redshifts ; parfois de plus d'un ordre de grandeur à $z \sim 0.5$. Cependant, la relation locale est bien ajustée à l'échelle des amas "moyen" ($\sim$ 4keV) ce qui est le régime intéressant pour les applications cosmologiques.

Pour expliquer la surestimation du nombre d'amas à grand redshift par le modèle de concordance, on peut également invoquer une erreur sur la détermination des flux limites de détection des échantillons, un facteur 2 est nécessaire pour expliquer la différence. Des tests ont été effectués pour comparer les flux issus de divers instruments. Par exemple l'étude de D. Lumb et al. (2004) [130] compare les flux ROSAT à ceux obtenus avec XMM-Newton et Vikhlinin et al. (2003) [227] ont comparé les flux ROSAT avec ceux obtenus par Chandra. Ces deux études sont en bon accord et n'exhibent aucun biais apparent entre les différentes déterminations du flux, ce qui infirme avec l'hypothèse d'une erreur importante sur le flux limite de détection. Une telle erreur sur les flux de détection pour tous les échantillons semble donc peu probable.

Un autre moyen que j'ai imaginé pour réconcilier le modèle de concordance avec les données des amas à grand redhift est de changer la relation $M - T$. Pour tenter de comprendre les enjeux de ces resultats, j'ai cherché une "voie de sortie" pour le modèle de concordance : il s'agit d'injecter dans les modèles, une relation $M - T$ "non-standard" dont l'évolution est très différente de celle prévue par les arguments d'auto-similarité, cette étude est présenté dans la section suivante 5.3.10.

Tout ces ésultats ont fait l'objet du second article de la collaboration "XMM-Newton Ω-Project", publié dans la revue "Astronomy & Astrophysics" en décembre 2003 (Vauclair et al., 2003 [221]).

5.3.10 Utilisation d'une relation $M - T$ non-standard

D'après les arguments d'auto-similarité, la relation masse-température évolue avec le redshift de façon "naturelle" selon : $T \propto M^{2/3}(1+z)$ (cf. chapitre 2 section 2.3.2). Or, il est désormais bien établi que la relation $L - T$ observée localement ($L \propto T^3$) ne suit pas les relations d'auto-similarité ($L \propto T^2$). Je me suis alors intéressé à l'effet que pourrait avoir un changement de comportement avec le redshift de la relation $M - T$. Le test que j'ai effectué est relativement brutal mais son résultat en est d'autant plus impressionnant. Les comptages sont effectués en injectant la

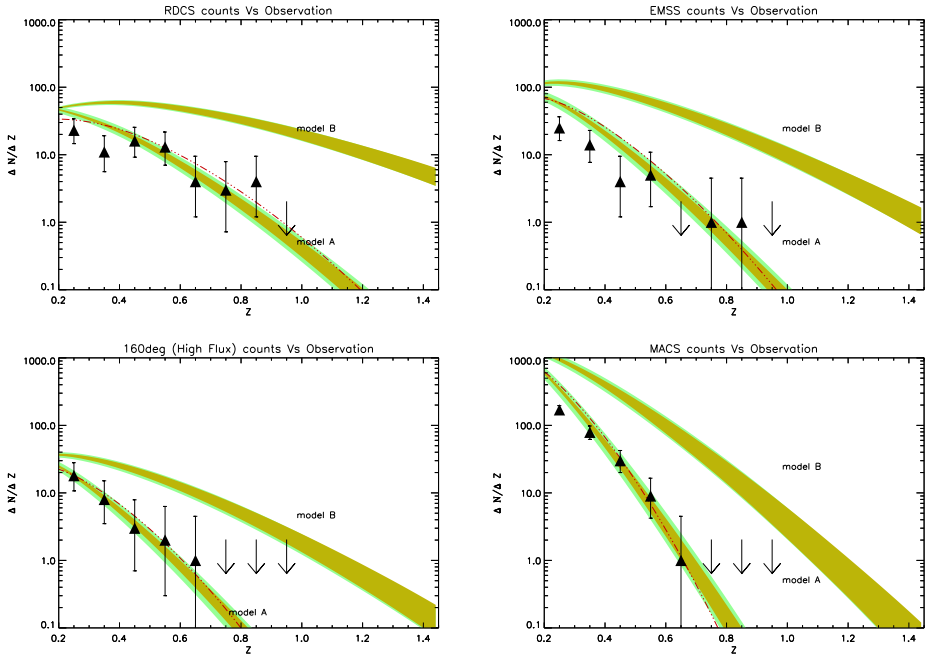


FIG. 5.23 – *Comptages avec une relation $M-T$ qui ne suit pas la relation d'échelle standard : $T \propto M^{2/3}$ au lieu de $T \propto M^{2/3}$ $(1+z)$. Dans ce cas, les prédictions du modèle de concordance (lignes point-pointillés) sont en accord avec les données des différents échantillons. Les zones pleines sont définie comme précédement.*

relation : $T \propto A_{TM} M_{15}^{2/3} (\Omega_M (1+\Delta)/178)^{1/3}$ ce qui revient à multiplier la relation $M-T$ classique par un facteur $(1+z)^{-1}$. Les résultats présentés figure 5.23 montrent que avec cette relation, les comptages dans un modèle de concordance sont en accord avec les données pour tous les échantillons (courbes pointillés à comparer aux zones remplies définies comme précédemment), sans aucun autre ajustement. Cependant l'effet ainsi produit est très important et il n'est pas évident de trouver un processus physique capable d'expliquer une telle évolution des propriétés des amas avec le redshift. En effet, il résulte de cette relation $M-T$ qu'un amas à $z \sim 1$ est deux fois moins chaud qu'un amas local de même masse, ce qui implique de remettre en cause, de manière drastique, la physique des amas telle qu'on l'imagine. L'éventuelle évolution en redshift de la relation $M-T$ à été étudiée mais l'effet décelé est très faible [231].

5.4 Analyse statistique de la distribution en redshift des amas

L'analyse précedente montre un remarquable accord entre l'étude de l'évolution de la fonction de température et les comptages d'amas lointains. Pour aller plus loin dans cette analyse, augmenter l'échantillon statistique d'amas à grand redshift (qui est jusqu'ici réduit à une dizaine d'amas à $z \sim 0.33$) et pour s'affranchir de la mesure systématique de toutes les températures (ce qui serait très coûteux) je vais à présent appliquer un second test, toujours fondé sur l'évolution de la population des amas de galaxies mais cette fois en appliquant une étude statistique à tous les échantillons "flux limités" disponibles dans la littérature, ce qui permet de couvrir

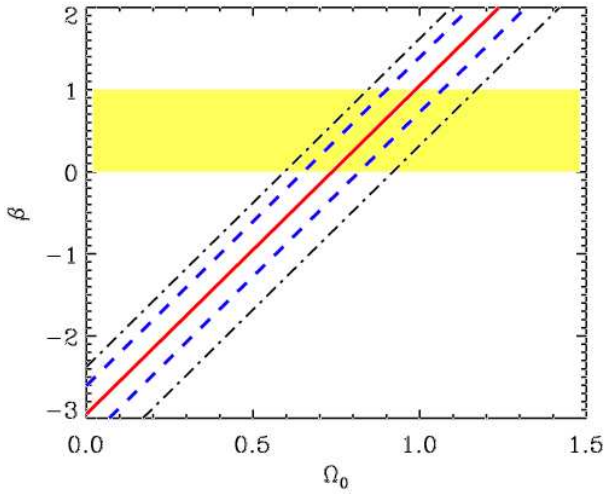


FIG. 5.24 – *Dégénérescence entre la valeur de Ω_M et du paramètre d'évolution de la relation $L-T$: β. Figure issue de Sadat et al., 1998 [196].*

une large gamme de luminosité (ou de température). Ceci permet de quantifier l'étude précédente par la comparaison statistique des prédictions de comptages aux données. Il s'agit d'un test statistique en maximum de vraisemblance dans lequel je recherche le modèle qui reproduit au mieux la distribution en redshift observée des échantillons. Ce test doit me permettre de contraindre la valeur des paramètres cosmologiques jouant un rôle important dans cette modélisation : Ω_M, σ_8 et Γ, ainsi que leurs domaines de confiance. Le principe de la modélisation est proche de celui développé pour calculer la fonction de température mais en intégrant la fonction de masse à partir d'un seuil défini par la conversion du flux limite d'observation en masse. Je compare alors le nombre d'amas intégrés au-delà de la masse seuil, correspondant au seuil de détection des relevés, aux histogrammes des amas observés : ceci augmente considérablement le nombre d'amas (d'un facteur 30) ; mais, dans ce cas, sans mesures de températures. L'application de ce test nécessite donc l'introduction de la relation $L-T$ et de son évolution en redshift, contrainte supplémentaire qui a empêché l'aboutissement définitif de cette analyse pendant de nombreuses années [44] [222]. En effet lorsque l'on souhaite modéliser l'abondance des amas distants, une bonne connaissance de la relation $L-T$ à grand redshift est nécessaire. Or celle-ci n'a été mesurée que très récemment grâce aux instruments X de nouvelle génération : XMM-Newton et Chandra (cf. Chapitre 3 section 3.4.2). Le principe de cette étude a été testé dès 1994 [152] mais la dégénérescence avec le paramètre d'évolution de la relation $L-T$ empêche alors de contraindre Ω_M précisement. Ceci est ensuite clarifié par R. Sadat et al. (1998) [196] qui aboutissent à une relation entre le paramètre β de l'évolution de $L-T$ et Ω_M (cf. figure 5.24). Ainsi, les études précédentes fournissent des résultats cosmologiques sous forme d'une dégénérescence entre la densité de matière de l'Univers et le facteur d'évolution, β, avec le redshift de la relation $L-T$ ($L = A_{LT}T^{\alpha}(1+z)^{\beta}$) [153][32] :

$$\begin{cases} \beta \sim 4 \times \Omega_M - 3 \text{ (Oukbir \& Blanchard 1996 [153])} \\ \beta \sim 3 \times \Omega_M - 2 \text{ (Borgani et al., 1999 [32])} \end{cases} \quad (5.14)$$

Cette dégénérescence (illustrée figure 5.24) est désormais levée par la mesure du

paramètre d'évolution β avec un bon accord entre les mesures effectuées par Chandra [227] et par XMM-Newton sur des échantillons différents et avec des méthodes différentes (cf. section 3.4.2). Avec $\beta = 0.65$ dans les équations 5.14 on obtient $\Omega_M = 0.91$ et $\Omega_M = 0.88$ à partir de l'étude des échantillons EMSS et RDCS repectivement.

5.4.1 Maximum de vraisemblance

Pour obtenir la valeur des paramètres cosmologiques à partir de l'analyse statistique de la distribution des amas de galaxies, j'ai réalisé une grille de modèles dans l'espace des paramètres : Ω_M, σ_8, Γ (les valeurs typiques autorisées pour les paramètres de la grille sont similaires à celles fournies table 5.1). Pour chaque jeu de paramètres le modèle fournit un nombre d'amas en fonction du redshift, du flux limite et de l'angle solide considéré (avec la prise en compte des fonctions de sélection détaillées). Ceci revient à calculer l'abondance d'amas dans environ 10^6 modèles. Pour le calcul du nombre d'amas intégré dans un intervalle de redshift (ici Δ z=0.1), cela nécessite environ 15 H de calcul sur un processeur (type 1.5 GHz), soit environ une semaine pour calculer les 6 intervalles de redshift (de z=0.3 à z=1.). Cette étude est donc très consomatrice de temps CPU et j'ai, pour cela, utilisé une "grappe" de PC me permettant de calculer les modèles spécifiques aux différents échantillons en parallèle. Dans la pratique, je réduis sensiblement le temps de calcul par le prérequis concernant la normalisation locale, en effet, les modèles normalisés sur la TDF locale se situent dans une bande de dégénérescence, je ne calcule donc que les modèles situés autour de cette zone, ce qui me permet de ne calculer que $\sim$2/3 de la grille complète sans risquer de biaiser le résultat.

Le nombre d'amas obtenu dans un intervalle de redshift correspondant à celui des échantillons (Δz=0.1) est ensuite comparé au nombre d'amas observé. Cette comparaison est effectuée par une analyse statistique en maximum de vraisemblance. Le meilleur modèle est celui pour lequel la fonction de vraisemblance suivante atteint son maximum :

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \prod p\left(N_{\{\Omega_M,\Gamma,\sigma_8\}}(>T_i,z_i)|N(>T_i,z_i)\right) \\ &= \prod \frac{(N_{\{\Omega_M,\Gamma,\sigma_8\}}(>T_i,z_i))^{N(>T_i,z_i)}}{N(>T_i,z_i)!} e^{-N_{\{\Omega_M,\Gamma,\sigma_8\}}(>T_i,z_i)} \end{aligned} \tag{5.15}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \prod p\left(N_{\{\Omega_M,\Gamma,\sigma_8\}}(>T_i,z_i)|N_{obs}(>T_i,z_i)\right) \\ &= \prod \frac{(N_{\{\Omega_M,\Gamma,\sigma_8\}}(>T_i,z_i))^{N_{obs}(>T_i,z_i)}}{N_{obs}(>T_i,z_i)!} e^{-N_{\{\Omega_M,\Gamma,\sigma_8\}}(>T_i,z_i)} \end{aligned} \tag{5.16}$$

où N est l'abondance mesurée d'amas et $N_{\{\Omega_M,\Gamma,\sigma_8\}}$ la valeur obtenue par le modèle qui dépend des paramètres Ω_M, Γ la pente du spectre de puissance à l'échelle des amas et σ_8 son amplitude. La distribution p est ici une loi de Poisson, qui me permet de comparer le nombre d'amas prédits au nombre d'amas observés. La valeur maximale de la fonction de vraisemblance est normalisée à 1. et les intervalles de confiance sont déterminés à partir de contours calculés pour : $\mathcal{L}$ = 0.6, 0.26 et 0.13. Dans un cas gaussien, ces contours correspondent respectivement aux intervalles à 68%, 90% et 95% de confiance (la projection de la surface de vraisemblance sur le

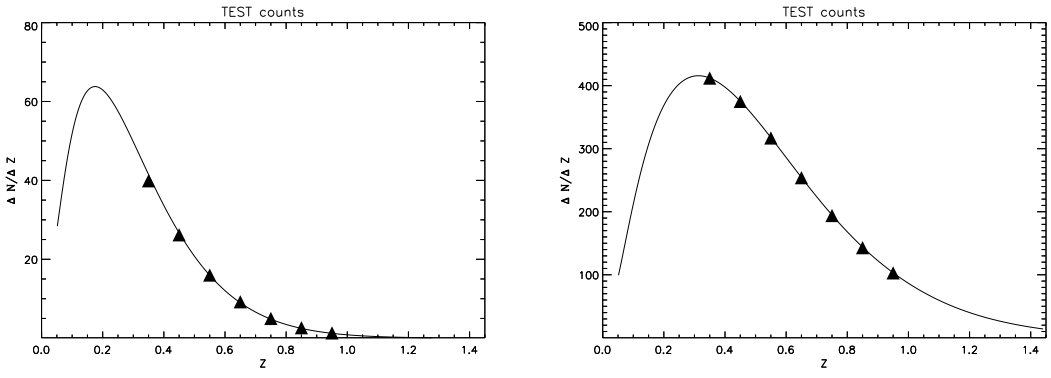


FIG. 5.25 – *Distribution de deux catalogues simulés dans deux modèle d'Univers "plat" : Ω_M=0.3, σ_8=0.8 et Γ=0.2 avec $f_{X2} = 1. \times 10^{-14}$ erg.s^{-1}.cm^{-2} et Ω_2= 300 deg^2 (à doite) et Ω_M=0.7, σ_8=0.65 et Γ=0.1 avec $f_{X1} = 5. \times 10^{-14}$ erg.s^{-1}.cm^{-2}, Ω_1= 100 deg^2.*

paramètre Ω_M est très proche d'une gaussienne, cf. figure 5.8). Les résultats sont fournis sous la forme d'une surface de vraisemblance dans l'espace des paramètres Ω_M, σ_8, Γ (cf. figure 5.28) ou de ses projections sur les plans Ω_M-σ_8, Ω_M-Γ et σ_8-Γ.

5.4.2 Test de la méthode sur des échantillons simulés

Pour tester la validité de la méthode employée, j'ai simulé différents échantillons d'amas correspondant à des "relevés" fictifs avec leurs flux limites et angles solides d'observations. En injectant des modèles d'Univers "au hasard" dans les programmes de comptages, je calcule le nombre d'amas détectés par ces relevés. En réalité, les modèles ne sont pas choisis complètement au hasard puisqu'ils sont pris dans le domaine de dégénéréscence autorisé par l'ajustement aux données locales. La figure 5.25 montre la distribution en redshift (z>0.3) des amas "observés" dans deux de ces relevés fictifs : les triangles représentent les valeurs moyennes (au sens poissonien) du nombre d'amas par tranche de redshift ($\Delta z = 0.1$). Ces relevés sont définis par leurs caractéristiques : $f_{X1} = 5. \times 10^{-14}$ erg.s^{-1}.cm^{-2}, Ω_1= 100 deg^2 (avec Ω_M=0.7, σ_8=0.65 et Γ=0.1) et $f_{X2} = 1. \times 10^{-14}$ erg.s^{-1}.cm^{-2} et Ω_2= 300 deg^2 (avec Ω_M=0.3, σ_8=0.8 et Γ=0.2). Sur ces figures, les courbes représentent les comptages calculés avec le meilleur modèle issu de l'analyse statistique des échantillons simulés.

Puis je recherche le modèle reproduisant au mieux ces données pour les caractéristiques du relevé en appliquant l'analyse en maximum de vraisemblance décrite ci-dessus. Je vérifie ainsi, en reproduisant l'exercice à plusieurs échantillons simulés avec différentes fonctions de sélection et plusieurs modèles, que la méthode que j'utilise sur l'analyse de données réelles ne souffre d'aucun biais dû à la méthode elle-même. Les figures 5.26 et 5.27 montrent deux exemple de résultats obtenus, sous forme des projections de la surface de vraisemblance, en appliquant cette méthode aux catalogues simulés. Les résultats sont en accord (à 1σ) avec le modèle injecté, la méthode développée ne souffre donc d'aucun bias dû à la méthode elle-même. Cependant, cette analyse devrait être répétée un grand nombre de fois pour quantifier la précision atteinte mais ceci serait extrêmement couteux en temps de calculs; seuls quelques exemples ont été calculés dans différents cas pour vérifier qu'aucun effet important n'intervenait.

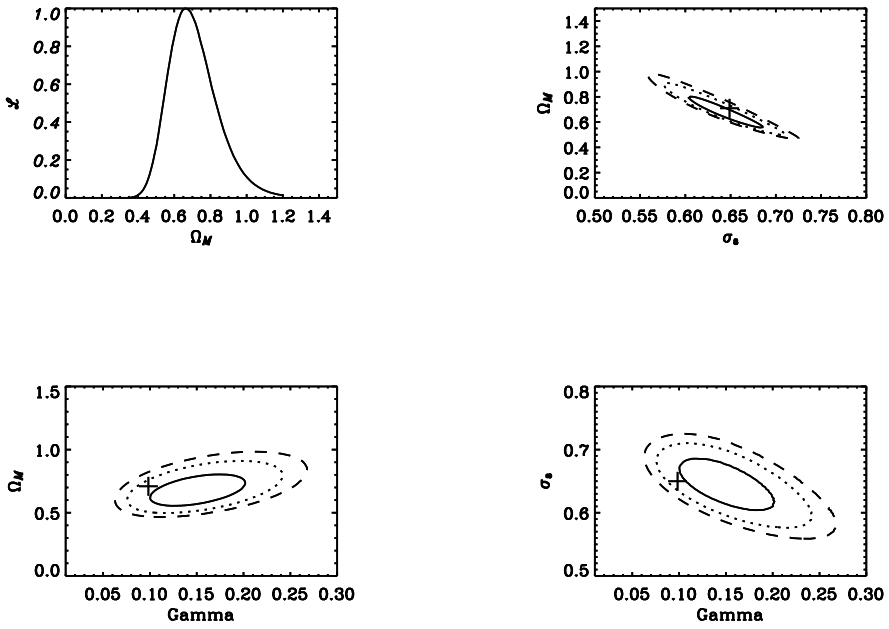


FIG. 5.26 – *Exemple de résultat obtenu sur un échantillon simulé: les meilleurs paramètres obtenus sont :* $\Omega_M = 0.67 \pm 0.13$,$\Gamma = 0.15 \pm 0.05$ *et* $\sigma_8 = 0.64 \pm 0.04$. *Les figures représentent les projections de la surface de vraisemblance sur le paramètre* Ω_M *et sur les plans* (Ω_M, σ_8), (Ω_M, Γ) *et* (σ_8, Γ). *Les contours montrent les intervalles de confiance à 66%, 90% et 95% et les croix indiquent l'emplacement du modèle injecté.*

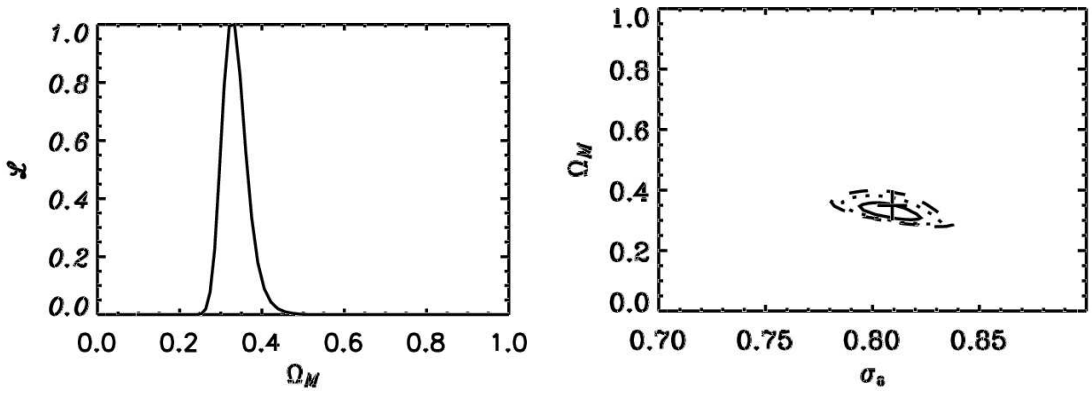


FIG. 5.27 – *Résultat obtenu sur un second échantillon simulé: les meilleurs paramètres obtenus sont :* $\Omega_M = 0.33 \pm 0.05$ *et* $\sigma_8 = 0.81 \pm 0.01$*; pour les paramètres injectés :* $\Omega_M = 0.3$ *et* $\sigma_8 = 0.8$.

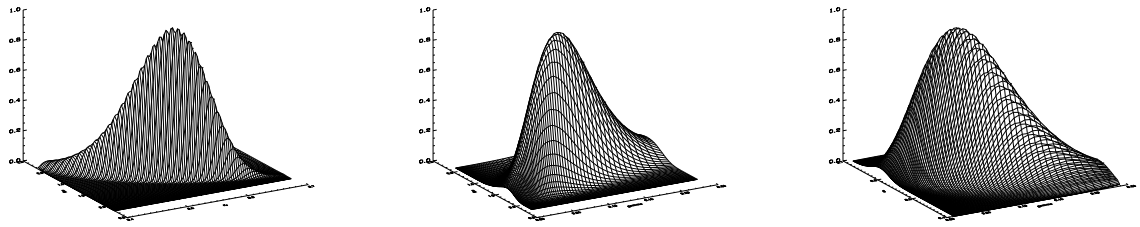


FIG. 5.28 – *Surfaces de vraisemblance (exemple obtenu pour l'échantillon NEP) visualisées dans les espaces, ($\mathcal{L}$, Ω_M, σ_8), ($\mathcal{L}$, Ω_M, Γ) et ($\mathcal{L}$, σ_8, Γ) de gauche à droite.*

Il est intéressant de noter que, outre le fait que la méthode statistique est satisfaisante, la précision statistique semble limitée par l'échantillon local. En effet un cas simulé contenant des milliers d'amas à grand redshift aboutit à la même précision qu'avec des échantillons comportant 10 fois moins d'amas (cf. annexe).

5.4.3 Application aux catalogues observés : Contraintes cosmologiques

J'ai appliqué cette méthode aux différents catalogues d'amas disponibles dans la littérature, ceux-ci sont présentés au chapitre 4 section 4.2. Les figures 5.28 et 5.29 présentent les résultats obtenus pour l'échantillon NEP sous forme des projections de la surface de vraisemblance sur le paramètre Ω_M et sur les plan (Ω_M, σ_8), (Ω_M, Γ) et (σ_8, Γ), d'autres exemples sont présentés figure 5.30 et les valeurs obtenus sont reportées table 5.5. A titre de comparaison et pour illustrer les différences entre les échantillons, la figure 5.30 montre les résultats obtenus pour différents échantillons pris individuellement. Malgré les petites différences dans les valeurs préférées des paramètres, celles-ci sont en général en bon accord entre elles et donnent toujours une valeur élevée de la densité de matière. Ces différents résultats sont résumés dans la table 5.5. Ces figures sont réalisées avec la relation $L-T$ issue de l'ajustement des données de la TDF et de la XLF locale et avec la relation $M-T$ normalisée à 4 keV. Les valeurs des paramètres préférés sont amenées à varier légèrement en fonction des ingrédients utilisés, en particulier en fonction de la normalisation de la relation $M-T$ injectée. Je présente, à la section suivante, les résultats obtenus en injectant la relation $M-T$ dont la normalisation dépend de la cosmologie, qui permet de lever la dégénérescence due à la méconnaissance de ce coefficient, puis l'analyse combinée des différents échantillons avec ces ingrédients.

L'analyse précédente cherche à obtenir le modèle cosmologique qui reproduit le mieux l'abondance des amas locaux (fonction de température) et la distribution en redshift des différents échantillons pris individuellement et en totalité. Dans ce cas on ne tient pas compte de l'information sur les flux (ou la température) des amas présents dans les échantillons. Dans le cas des échantillons complètement publiés (EMSS, 160deg^2, NEP) il est a priori possible de prendre en compte cette information supplémentaire. J'ai donc appliqué des regroupements en "pseudo-température" [2] et calculé les fonctions de vraisemblances de ces sous-échantillons. Je combine ensuite ces fonctions de vraisemblance. Le résultat de cette analyse sur l'échantillon 160deg^2 est présenté figure 5.31. Cette contrainte supplémentaire a

2. c'est-à-dire en températures converties des flux et luminosité observés

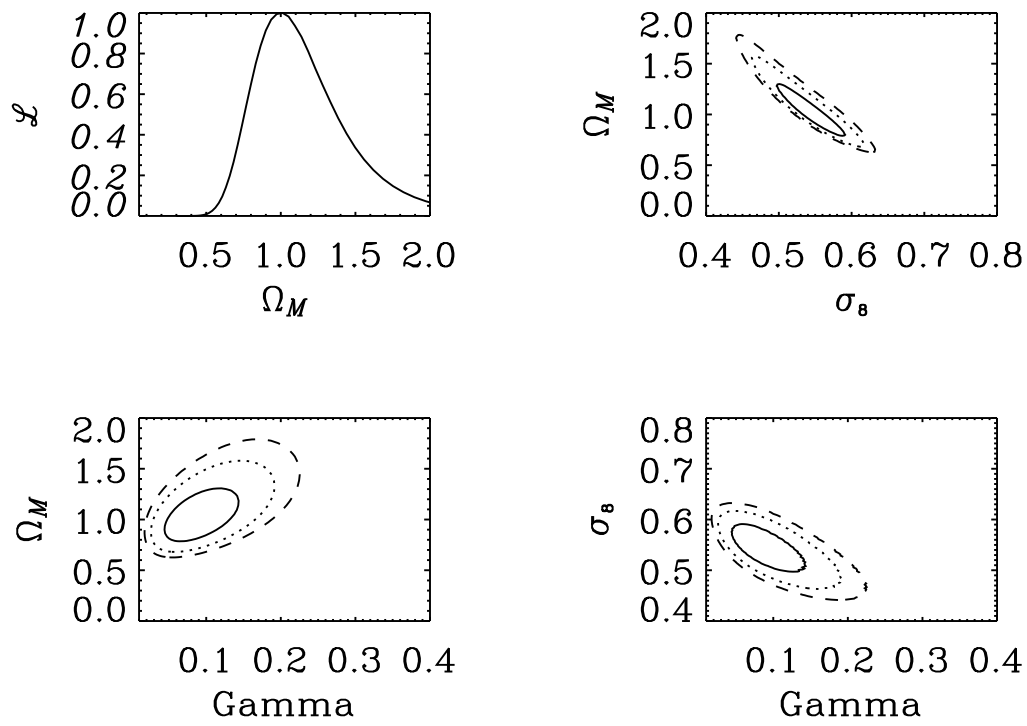


FIG. 5.29 – *Projections de la surface de vraisemblance obtenue pour l'échantillon NEP.*

pour effet d'augmenter la valeur de Ω_M (~ 1.5) cependant, la précision statistique n'est pas améliorée ($\sim$ 23% sur Ω_M). L'effet obtenu était envisageable compte tenu des prédictions des comptages obtenues avec application d'un seuil de température plus élevé que celui déduit des observations (cf. section 5.3.8) : en effet, plus le seuil est haut, plus la différence entre les prédictions des modèles est grand et plus les données favorisent une grande densité de matière.

5.4.4 Analyse combinée

Pour augmenter la précision statistique on souhaite combiner tous les échantillons disponibles. Ceci est a priori réalisable à la condition que ces catalogues soient indépendants, c'est-à-dire que les amas ne soient pas présents dans plusieurs échantillons à la fois. Or ce n'est pas le cas si l'on prend tous les catalogues directement. De plus, pour être sûr de comparer des populations comparables localement et à grand décalage spectral, je restreins cette étude à la population des amas qui ont une température T> 2 keV. En effet, on ne s'attend pas à observer de nombreux systèmes de faible masse, et donc de faible température, à grande distance. Cette restriction est aisément applicable aux modèles : il suffit de fixer la borne d'intégration de la fonction de température au maximum entre la température déduite du flux limite et 2 keV. Pour les données, cette restriction est appliquée directement au catalogue dans lequel on ne sélectionne que les amas dont le flux fournit une "pseudo-température" plus grande que 2 keV. Ceci n'est évidemment possible que pour les catalogues dont les données sont publiques (avec le flux de

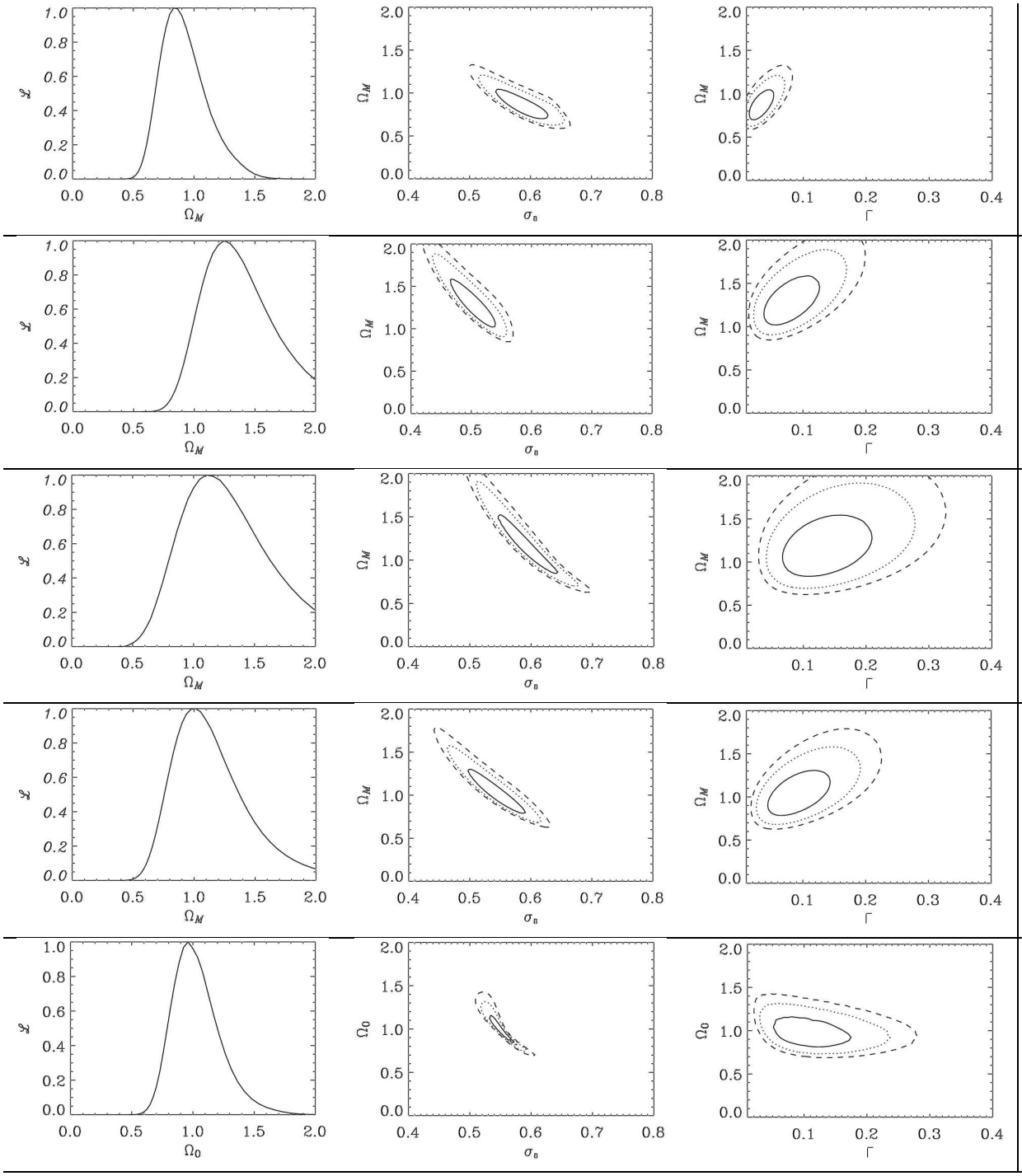


FIG. 5.30 – *Résultats de l'analyse statistique menée sur les échantillons pris individuellement, sous forme de projection de la surface de vraisemblance sur le paramètre Ω_M et sur les plans (Ω, σ_8) et (Ω_M, Γ). Ici, de haut en bas, les exemples pour les échantillons : RDCS, EMSS, 160deg^2, NEP et MACS. Les contours représentent les zones de confiance à 66%, 90% et 99%. Ces résultats sont obtenus avec la relation $M-T$ normalisée aux simulations numériques (BN98).*

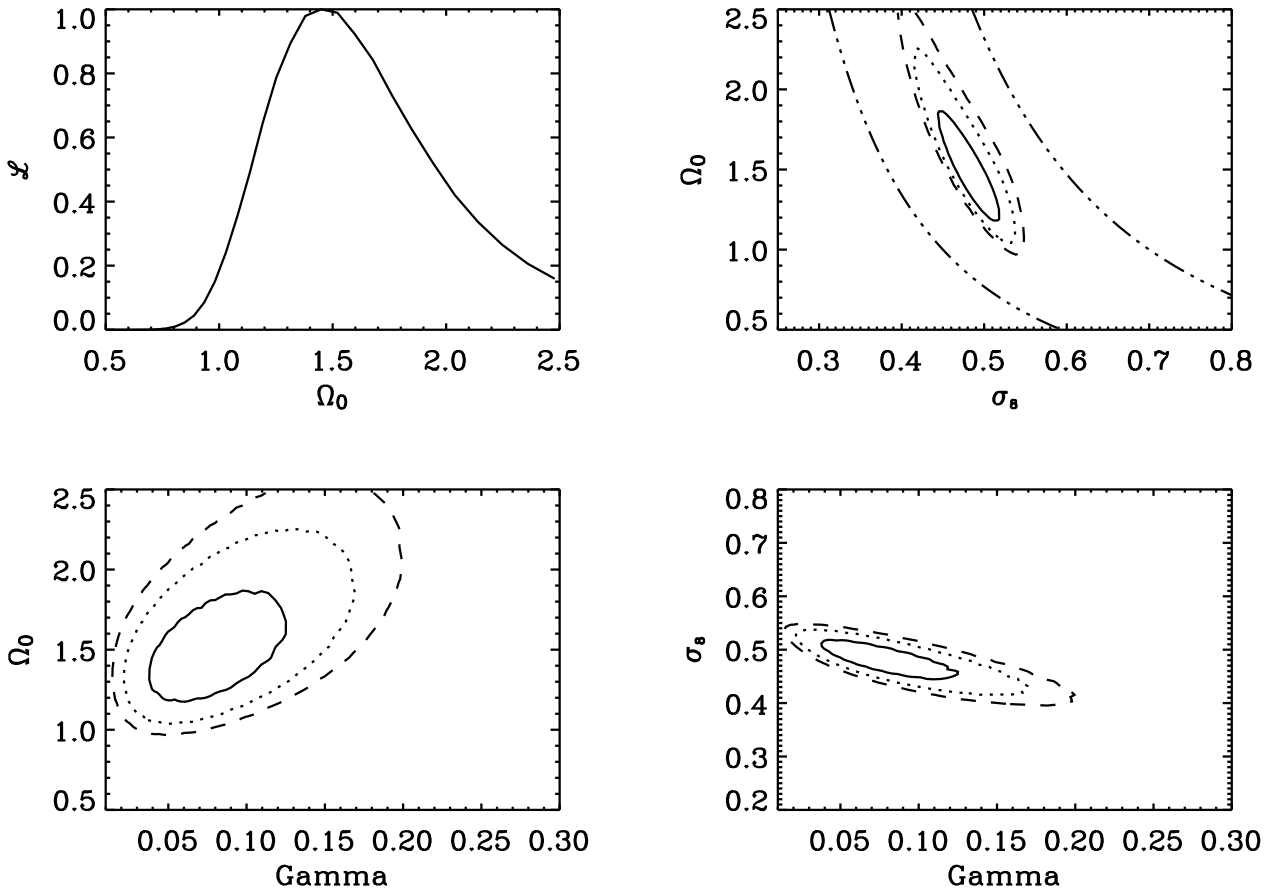


FIG. 5.31 – *Fonction de vraisemblance obtenue à partir de l'échantillon 160deg^2 en regroupant les données par classes de luminosités (ou "pseudo-température"). Les lignes point-pointillés représentent les zones dans lesquelles les modèles sont calculés. En dehors de ces limites, les données locales ne sont pas reproduites du tout. La prise en compte de l'information sur la luminosité des amas du 160deg^2 à pour effet d'augmenter la valeur absolue de la densité de matière, sans améliorer la précision statistique.*

Catalogue	Ω_M	σ_8	Γ	Nombre d'amas (z>0.3)
RDCS	O.62 ± 0.12	0.51± 0.01	0.065 ± 0.03	51
EMSS	1.3 ± 0.3	0.5 ± 0.04	0.08 ± 0.05	25
NEP	1.05 ± 0.25	0.55 ± 0.05	0.09 ± 0.05	12
160deg^2	1.17 ± 0.35	0.59 ± 0.05	0.14 ± 0.08	14
MACS	0.7 ± 0.1	0.465 ± 0.015	0.09 ± 0.03	119
Combinés(BN98)	0.97± 0.07	0.55 ± 0.01	0.09 ± 0.015	170
Combinés(M98)	0.755± 0.055	0.48 ± 0.015	0.075 ± 0.01	170
Combinés(A_{MT} variable)	0.98± 0.15	0.57 ± 0.01	0.1 ± 0.03	170

TAB. 5.5 – *Résultats obtenus pour l'étude des échantillons pris individuellement et pour la combinaison des échantillons indépendants : NEP, 160deg^2 et MACS. La dernière ligne présente le résultat obtenu avec la relation $M-T$ dont la normalisation dépend de la cosmologie.*

chaque amas et une étude détaillée de la fonction de sélection). C'est le cas pour la plupart des catalogues de la littérature mais pas pour tous les échantillons issus du "ROSAT All Sky Survey".

J'ai donc choisi de combiner les échantillons 160deg^2 (en fait le sous-échantillon à grand flux), qui contient une partie des amas du RDCS et du SHARC ; le NEP, issu d'un relevé effectué dans une région proche du pôle nord galactique, (région non couverte par les autres relevés, sauf MACS qui couvre tout le ciel) ; et également le MACS, pas encore publié mais de par sa fonction de sélection particulière il ne contient que les amas les plus massifs de l'Univers. En effet, les échantillons NEP et 160deg^2 ne contiennent aucun amas dont le flux est supérieur au seuil de détection de l'échantillon MACS ; ceci assure l'indépendance de ces trois échantillons. On peut donc combiner directement les études statistiques menées sur ces échantillons.

J'obtiens ainsi une compilation de 145 amas à $z > 0.3$, tous décrit par leur appartenance à un échantillon flux limité. Le résultat de cette combinaison est présenté figure 5.32 pour les deux valeurs extrêmes de la normalisation de la relation masse-température.

5.4.5 Analyse statistique incluant la normalisation de $M-T$ dépendante de la cosmologie

La méconnaissance de la normalisation précise de la relation $M-T$ par les moyens "classiques" engendre une large incertitude systématique sur les résultats précédents (de l'ordre de 70%). Cet effet engendre une nouvelle dégénérescence dans le problème entre le paramètre Ω_M et le coefficient de normalisation de $M-T$. Celle-ci peut être levée en incluant dans les modèles la relation $M-T$, obtenue par Blanchard & Douspis (2004) [28], dont la normalisation dépend de la cosmologie.

La figure 5.33 illustre le résultat obtenu par la combinaison des contraintes sur ces trois échantillons et en incluant la relation $M-T$ dont le coefficient dépend de la cosmologie. La précision statistique obtenue par cette analyse est remarquable puisqu'on atteint les 15 % de précision sur le paramètre Ω_M, moins de 2% sur σ_8 et 30% sur Γ. Il faut cependant noter que tous les effets statistiques ne sont pas pris en compte : il manque, en effet à cette étude, l'incertitude sur l'évolution de la

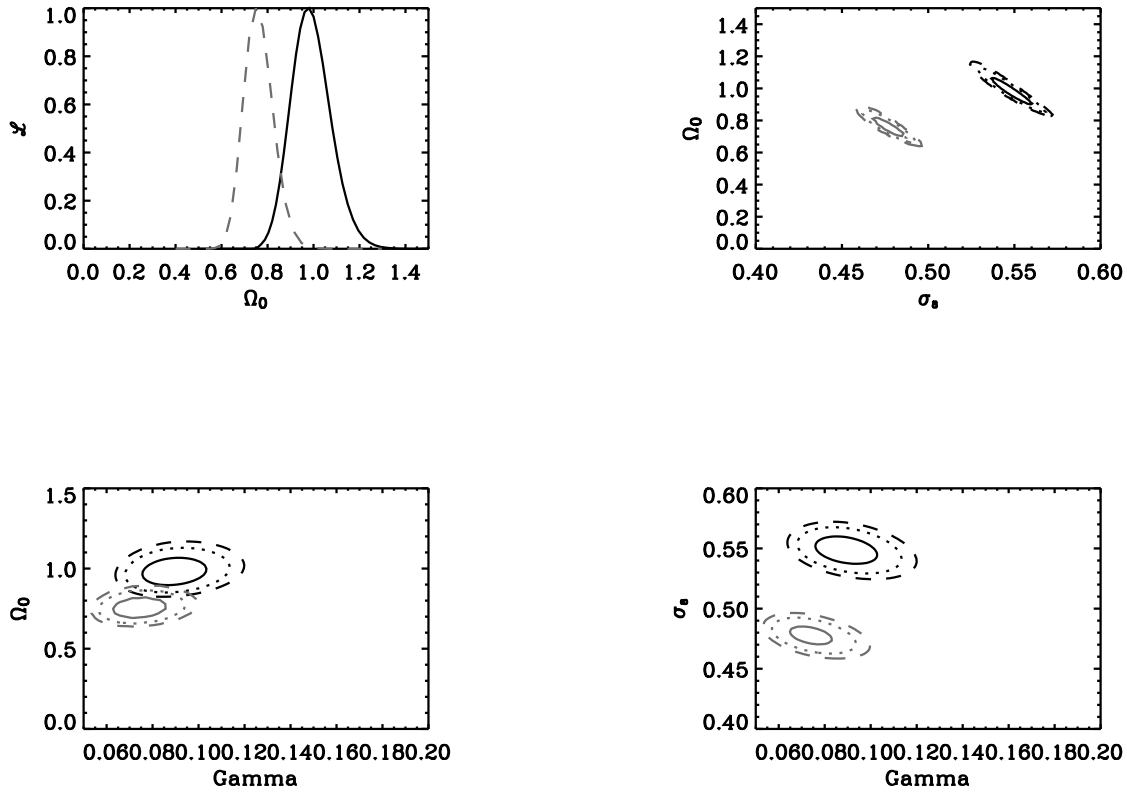


FIG. 5.32 – *Résultat de l'analyse combinée sur les échantillons MACS, 160deg^2 et NEP. Ces échantillons sont indépendants et contiennent au total 145 amas à $z > 0.3$. Les contours en pointillés représentent les contraintes obtenues par l'analyse en maximum de vraisemblance avec la normalisation de la relation $M - T$ à 6.5 keV (M98) et les contours en traits pleins avec la normalisation à 4 keV (BN98). Les meilleures valeurs obtenues sont reportées dans la table 5.5.*

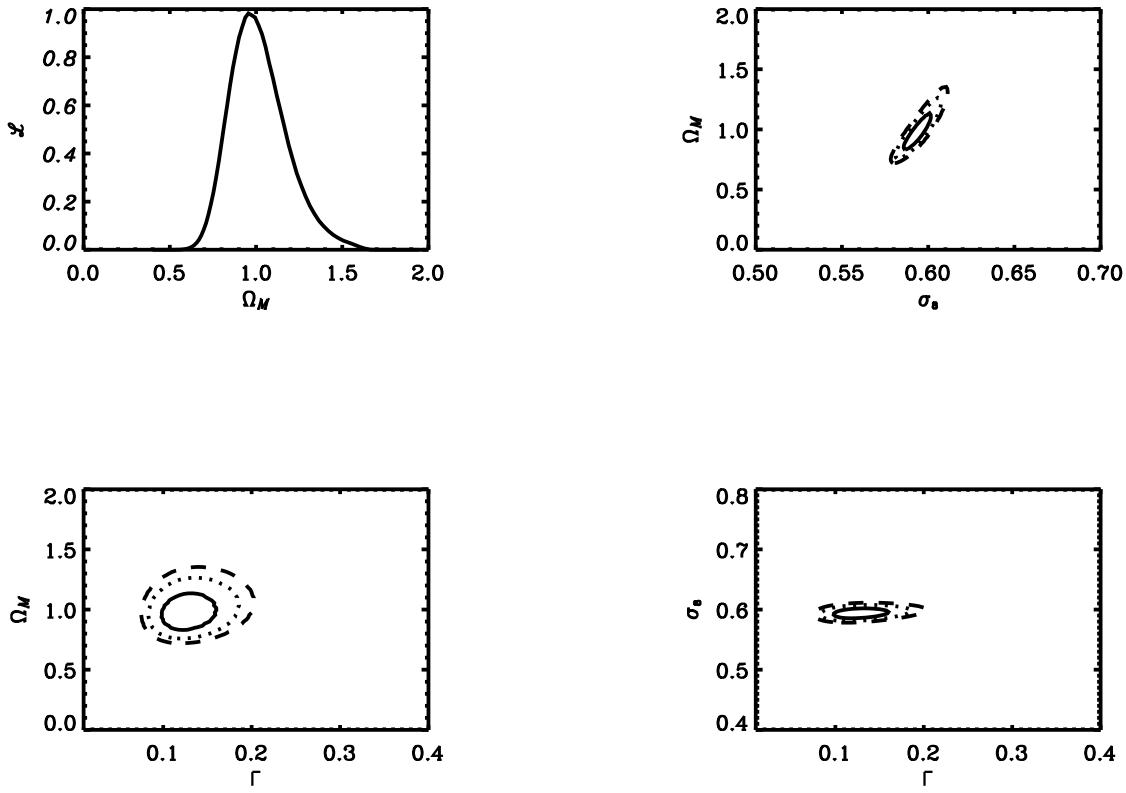


FIG. 5.33 – *Résultats de l'analyse statistique incluant la relation $M - T$ qui dépend du modèle cosmologique pour la combinaison des échantillons MACS, 160deg^2 et NEP. Les meilleurs valeurs obtenues sont reportées dans la table 5.5.*

Nature	effet sur Ω_M en %
Normalisation de M-T	20% (suprimé avec A_{MT} variable)
Dispersion sur M-T	9%
Pente de M-T	effet uniquement sur Γ
Fonction de masse	effet principal sur σ_8 et Γ
Incertitude sur L-T locale	9%
Incertitude sur l'évolution de L-T	5%
Incertitude sur le flux limite de détection (20%)	5%
Total (somme quadratique)	12%

TAB. 5.6 – *Tableau recapitulatif des différents effets systématiques de l'étude.*

relation $L-T$ et la dispersion sur la relation $L-T$ locale (ceci est dû à la limitation technique, en terme de temps de calculs), la précision doit donc être légèrement revue à la baisse.

5.5 Comparaison à d'autres travaux

Il existe dans la littérature plusieurs études similaires avec, parfois, des résultats qui peuvent sembler sensiblement différents. Il est difficile de dresser une liste exhaustive des articles présentant une étude cosmologique à partir des amas de galaxies, mais les études qui appliquent une méthode réellement similaire à celle présentée ici ($N(z)$) sont peu nombreuses. Une liste exhaustive peut être dressée, avec leurs principaux résultats sur les paramètres cosmologiques. Tous les travaux similaires aboutissent à une valeur élevée de la densité de matière : à partir de l'échantillon EMSS, Reichart et al. (1999) [182] obtiennent $\Omega_M = 0.96 \pm .3$ et Sadat et al. (1998) [196] $\Omega_M = 0.85 \pm .2$; et, avec l'échantillon RDCS Borgani et al.(1999) obtiennent la relation $\Omega_M = (\beta + 2)/3 \pm 1/3$ de laquelle on déduit $\Omega_M \sim 0.88 \pm .34$ à partir de la mesure de l'évolution de la relation $L-T$ ($\beta \sim 0.65 \pm .21$). Tous les travaux publiés précedemment qui appliquent la même méthode d'analyse obtiennent un résultat en accord avec celui présenté dans cette thèse.

D'autres études portent sur l'évolution de la masse de gaz [228] dans les amas ou sur l'évolution de la fonction de température ou de luminosité [98] avec des résultats fluctuant (reportés dans la table 5.4), à cause de la faiblesse des échantillons statistiques. Enfin, les derniers cas, utilisent des hypothèses de départ ou des méthodes différentes. Dans la suite, j'étudie deux cas particuliers : le premier est l'étude de l'histogramme de l'échantillon RDCS jusqu'à z $\sim$ 0 sans normaliser explicitement les modèles aux données de la TDF locale et le second correspond à l'analyse de la TDF issue de l'échantillon EMSS dans un cadre qui restreint les modèles aux cas strictement CDM, c'est-à-dire en forçant le paramètre de pente du spectre tel que : $\Gamma = \Omega_M \times$h.

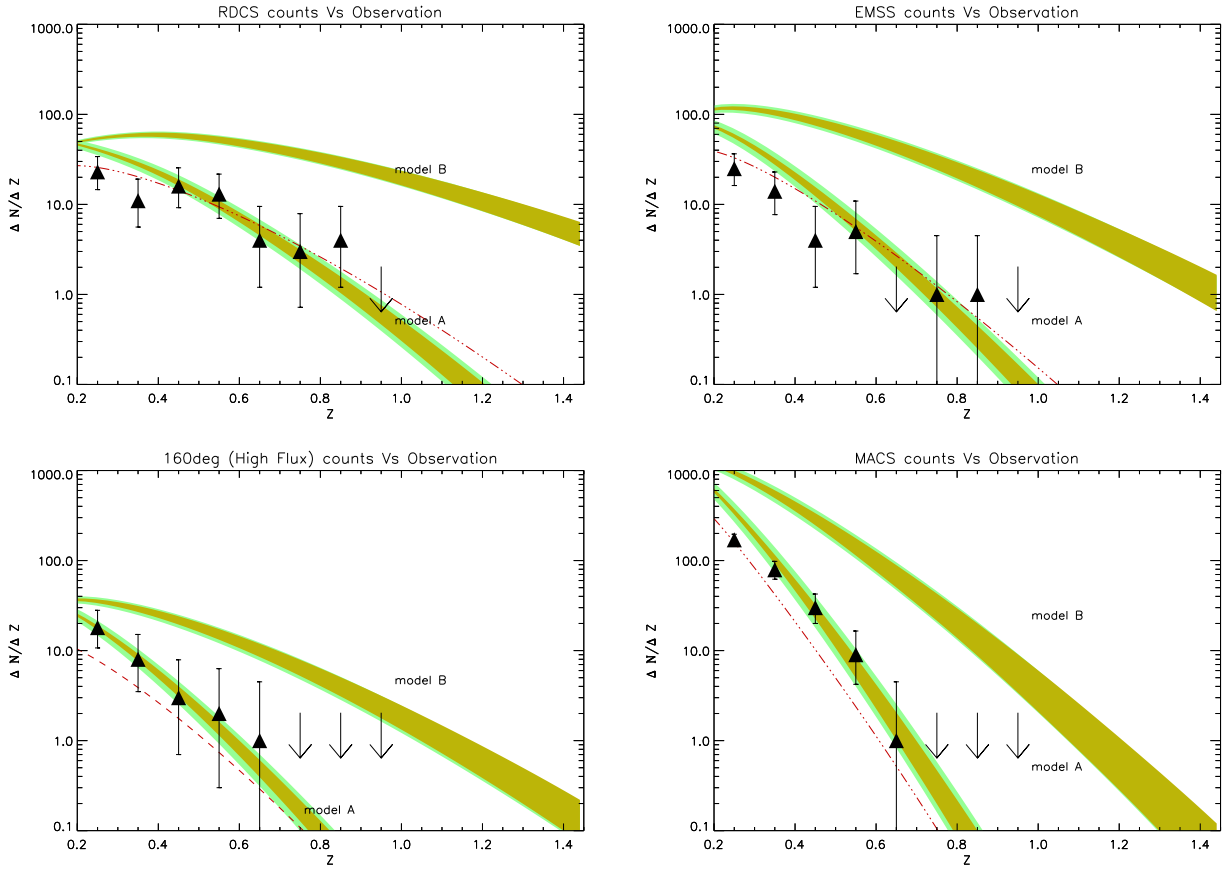


FIG. 5.34 – *Les courbes en point-pointillés représentent les prédictions de comptages dans le modèle préféré par l'ajustement de l'échantillon RDCS jusqu'à z=0. Les paramètres de ce modèle sont :* $\Omega_M = 0.35$, $\sigma_8 = 0.66$ *et* $\Gamma = 0.25$.

5.5.1 Effet d'une analyse sans normalisation locale

J'ai déjà mentionné que l'analyse précédente est en bon accord avec d'autres analyses similaires sur les échantillons RDCS (Borgani et al., 1999 [32]) et EMSS (Reichart et al. 1999 [182], Sadat et al., 1998 [196]). Cependant une analyse plus récente du RDCS (Borgani et al., 2001 [33]) aboutit à des conclusions opposées ; cette équipe publie en 2001 que le modèle (plat) qui reproduit le mieux la distribution en redshift de l'échantillon RDCS jusqu'à z $\sim$ 0 est défini par les paramètres : $\Omega_M = 0.35 \pm 0.13$, $\sigma_8 = 0.66 \pm 0.06$ **et** Γ**=0.25 ± 0.1. La valeur de** σ_8 **ainsi obtenue est particulièrement faible pour un modèle à faible densité de matière (l'équipe de WMAP a publié la valeur** $\sigma_8 = 0.84 \pm 0.04$ **[208]). Dans cette étude, la distribution de l'échantillon est ajustée sur tout le domaine de redshift, sans imposer la normalisation à la TDF locale. Dans ce cas, les auteurs se contentent d'un bon accord entre la fonction de luminosité locale issue de leur échantillon (de faible luminosité) et celle obtenue avec d'autres échantillons locaux.**

Le modèle ainsi obtenu semble en effet mieux reproduire les données des différents échantillons, en particulier RDCS (cf. figure 5.34). Ceci n'est pas étonnant étant donné que ce modèle est obtenu effectivement par l'ajustement de ces mêmes données, alors que les modèles précédents n'étaient obtenus qu'en ajustant la fonc-

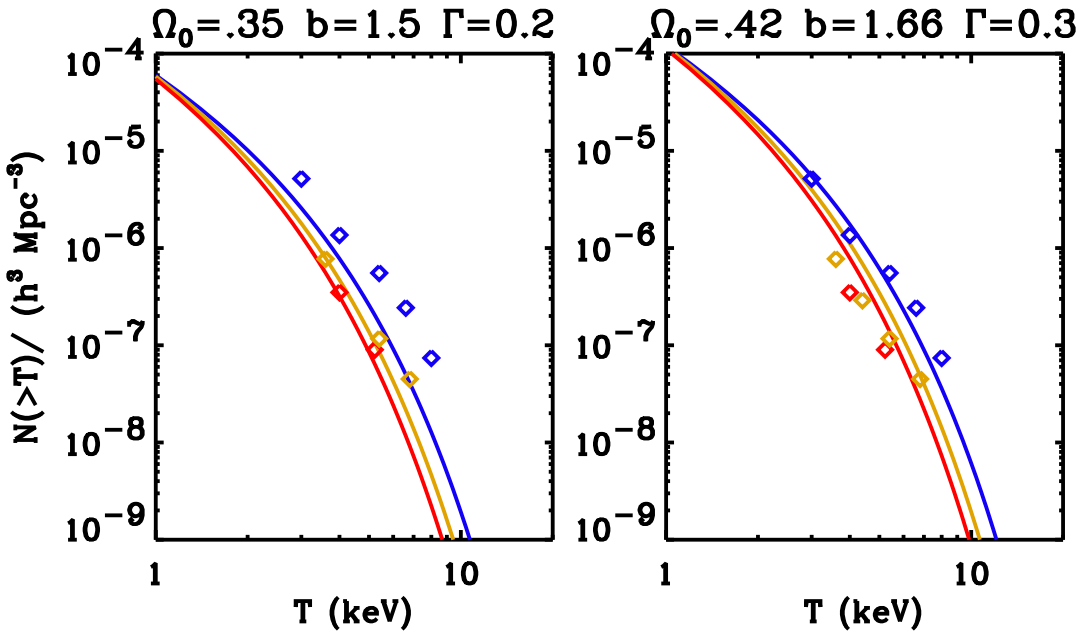


FIG. 5.35 – *Comparaison des modèles obtenus par l'ajustement de l'échantillon RDCS jusqu'à z=0 ($\Omega_M = 0.35$, $\sigma_8 = 0.66$ et $\Gamma = 0.25$) à droite et par l'étude de la fonction de température dans le cadre CDM fixe ($\Gamma = \Omega_M \times h = 0.3$ avec $\Omega_M = 0.44$, $\sigma_8 = 0.6$) à gauche avec les données locales (losanges bleus), les données à $z \sim 0.33$ (jaune) et à $z \sim 0.5$ (rouge).*

tion de température à $z \sim 0.33$ (ne comprenant que 10 amas). Par contre il sous-estime légèrement les comptages des échantillons comprenant les amas les plus massifs.

Pour étudier cette différence plus en détail, j'ai calculé la prédiction du modèle ainsi obtenu sur les données locales. Les figures 5.35 et 5.36 (gauche) montrent respectivement la comparaison des modèles avec la fonction de température locale et la fonction de luminosité locale. Le modèle avec faible σ_8 reproduit de manière satisfaisante la XLF jusqu'à des luminosités de l'ordre de 10^{44} erg.s^{-1} ce qui correspond à des amas de l'ordre de 4 keV. Au-delà de cette limite, la fonction de luminosité prédite sous-estime fortement l'abondance locale. Ceci explique logiquement que les comptages à grand redshift correspondants diminuent en conséquence. D'autre part, le bon ajustement aux faibles luminosités explique le bon accord entre les comptages à bas redshift et les données (dominés par des systèmes peu massifs).

5.5.2 Cas des études où le spectre de puissance est forcé au cas CDM standard

Afin d'examiner l'effet que pourrait avoir un a priori sur la nature de la matière noire formant les halos, j'ai repris l'analyse de l'évolution de la fonction de température en forçant le paramètre Γ pour qu'il corresponde à la description d'un spectre de

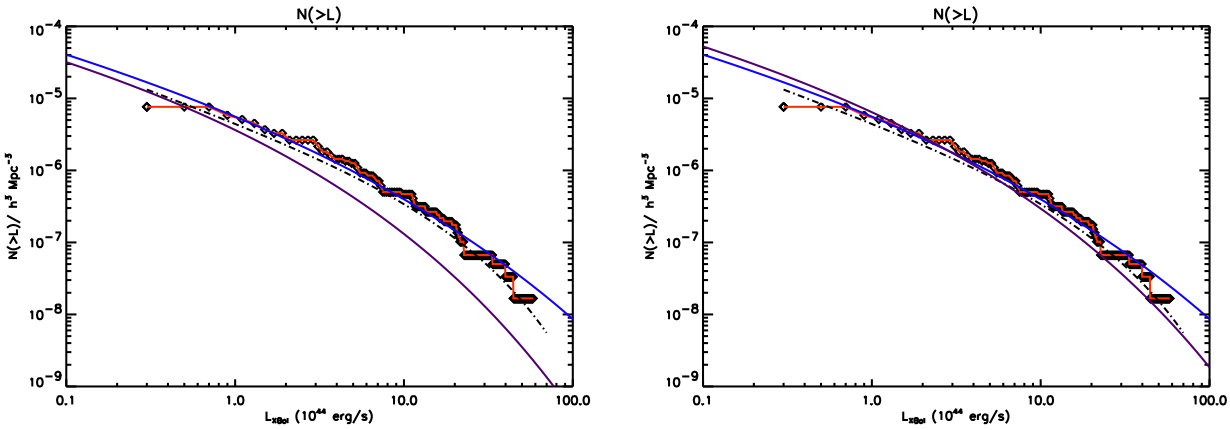


FIG. 5.36 – *Comparaison des modèles obtenus par l'ajustement de l'échantillon RDCS jusqu'à z=0 ($\Omega_M = 0.35$, $\sigma_8 = 0.66$ et $\Gamma = 0.25$) à droite et par l'étude de la fonction de température dans le cadre CDM fixe ($\Gamma = \Omega_M \times h = 0.3$ avec $\Omega_M = 0.44$, $\sigma_8 = 0.6$) à gauche avec les données locales de la fonction de luminosité (losanges et courbe rouge). La ligne en point-pointillés représente, à titre de comparaison, la fonction de luminosité BCS.*

puissance de matière noire froide, c'est-à-dire : $\Gamma = \Omega_M h$, comme c'est le cas dans plusieurs études [98] [228]. Je rappelle ici que dans l'étude précédente les trois paramètres qui décrivent les modèles sont laissés libres. La figure 5.37 illustre cet effet : lorsque les paramètres sont laissés libres, la valeur préférée de Ω_M est $\sim$ 0.85 (pour la normalisation de $M - T$ à 6.5 keV qui correspond à celle utilisée dans les modèles de P. Henry [98]). Par contre lorsque je force $\Gamma = \Omega_M h$, la valeur préférée baisse à $\sim$ 0.5 (pour h=0.5; et donc $\Gamma = 0.25$). Si, de plus, je fixe la valeur de H_0 à celle obtenue par le "HST-Key program", la valeur préférée devient ~ 0.42 (et $\Gamma = 0.3$) ce qui est très proche de la valeur publiée par Henry (2004) [98]. Un a priori sur la forme du spectre initial des fluctuations de densité a donc un impact non-négligeable sur les résultats en terme de contraintes cosmologiques. Cependant, lorsque Γ est laissé libre, sa valeur préférée est très basse, ce qui, avec une valeur élevée de la densité de matière est en désaccord avec un spectre strictement CDM ($\Gamma \neq \Omega \times h$)... Il semble donc que dans le cadre fixe du modèle CDM standard, l'analyse que j'ai menée indique un résultat en accord avec le modèle de concordance ; on peut dès lors se demander si cette approche est la bonne. Pour tenter de répondre à ce point crucial j'ai examiné le comportement du modèle ainsi obtenu ($\Omega_M \sim 0.44$, $\sigma_8 \sim 0.6$, $\Gamma = 0.3$). Les figures 5.35 (droite), 5.36(doite) et 5.38 illustrent respectivement les résultats de ce modèle en terme de prédictions pour la fonction de température locale, la fonction de luminosité locale et des comptages en redshift pour les échantillons RDCS, EMSS, 160deg^2 et MACS.

Ce travail montre que des hypothèses trop fortes sur la forme du spectre de puissance initial, $P(k)$, influencent sensiblement le résultat de l'étude statistique de l'évolution des amas. En particulier, l'utilisation d'un spectre forcé au cas strictement CDM (Γ=$\Omega_M \times h$) a pour effet de forcer les modèles préférés du côté des faibles Ω_M, ce qui se ressent en terme de qualité d'ajustement sur les distributions des échantillons en redshift et sur les données locales ; alors que lorsque tous les paramètres sont laissés libres, le meilleur modèle a une valeur élevée Ω_M et reproduit de manière satisfaisante tous les échantillons étudiés.

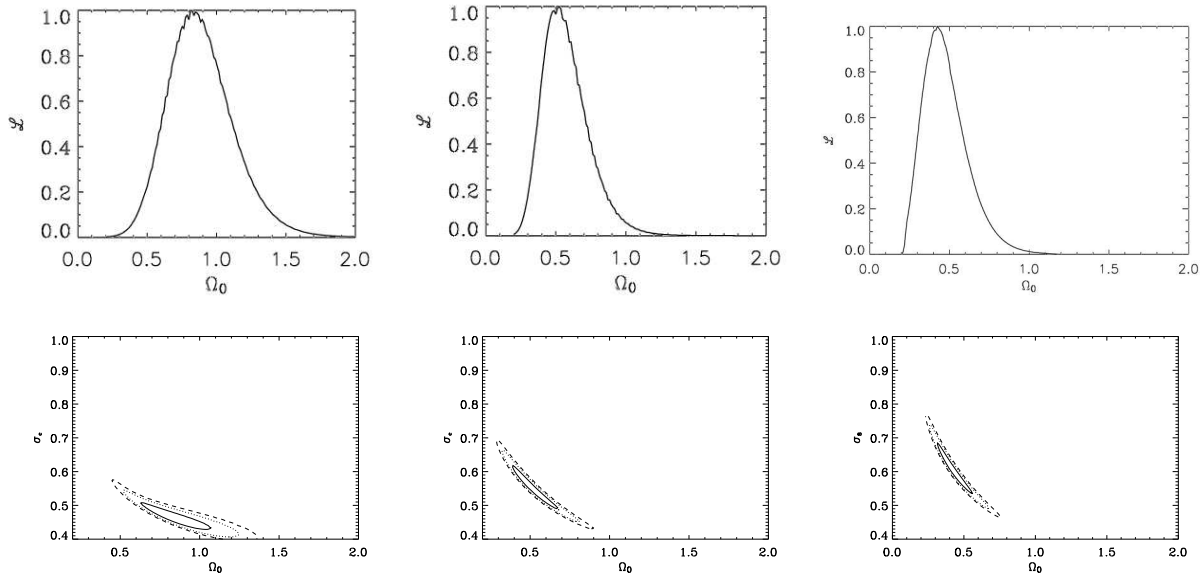


FIG. 5.37 – *Influence du choix a priori de la forme du spectre de puissance sur les contraintes cosmologiques : les courbes de gauches montrent le résultat du maximum de vraisemblance sur Ω_M et σ_8 en laissant les paramètres totalement libres. Les courbes du milieu et de droite montrent le cas ou un scénario CDM est fixé, c'est-à-dire que l'on force $\Gamma = \Omega_M h$, on obtient $\Omega_M \sim 0.42$ pour h=0.72 (à droite) et $\Omega_M \sim 0.5$ pour h=0.5 (au milieu).*

Je présente, dans la section suivante, l'application d'un troisième test cosmologique fondé sur l'évolution des propriétés des amas de galaxies avec le redshift, il s'agit d'étudier l'évolution de la fraction de baryons mesurée dans les amas.

5.6 Test d'évolution de la fraction de baryons dans les amas

L'étude détaillée de la fraction de baryons, de son profil et de son évolution avec le redshift est devenue possible avec la nouvelle génération d'instruments X et a donné lieu au troisième article (soumis) de la collaboration : "XMM-Newton Ω-Project III. Gas mass fraction shape in high redshift clusters", R. Sadat et al. (2004) [197]. Le premier résultat de cette étude a été présenté dans le chapitre 3 (section 3.4.4), il concerne la mesure du profil de masse de gaz des amas du projet et la comparaison "grossière" de la forme de la distribution des baryons par rapport aux amas locaux. Je présente maintenant une analyse plus détaillée de ces mesures. L'analyse menée par R. Sadat et al. [197] a révélé une corrélation entre la fraction de masse de gaz observée et la température des amas : f_{gaz} augmente légèrement avec la température. Pour effectuer une comparaison détaillée (et comparable aux autres auteurs), R. Sadat et al. ont calculé la fraction de baryons dans les deux cosmologies étudiées et pour différents rayons : R_{2000} et R_{1000} [3] ainsi qu'une extrapolation jusqu'au rayon viriel R_v. Cette étude a été faite pour l'échantillon local étudié par Vikhlinin et al. (1999) [226] et pour l'échantillon d'amas distants obtenus dans le cadre du projet "XMM-Newton Ω". Les figures 5.39 illustrent la relation entre la fraction de baryons et la température dans l'échantillon local : f_b semble augmenter

3. R_X correspond au rayon mesuré où le contraste de densité vaut X, le rayon viriel correspond à environ R_{200}

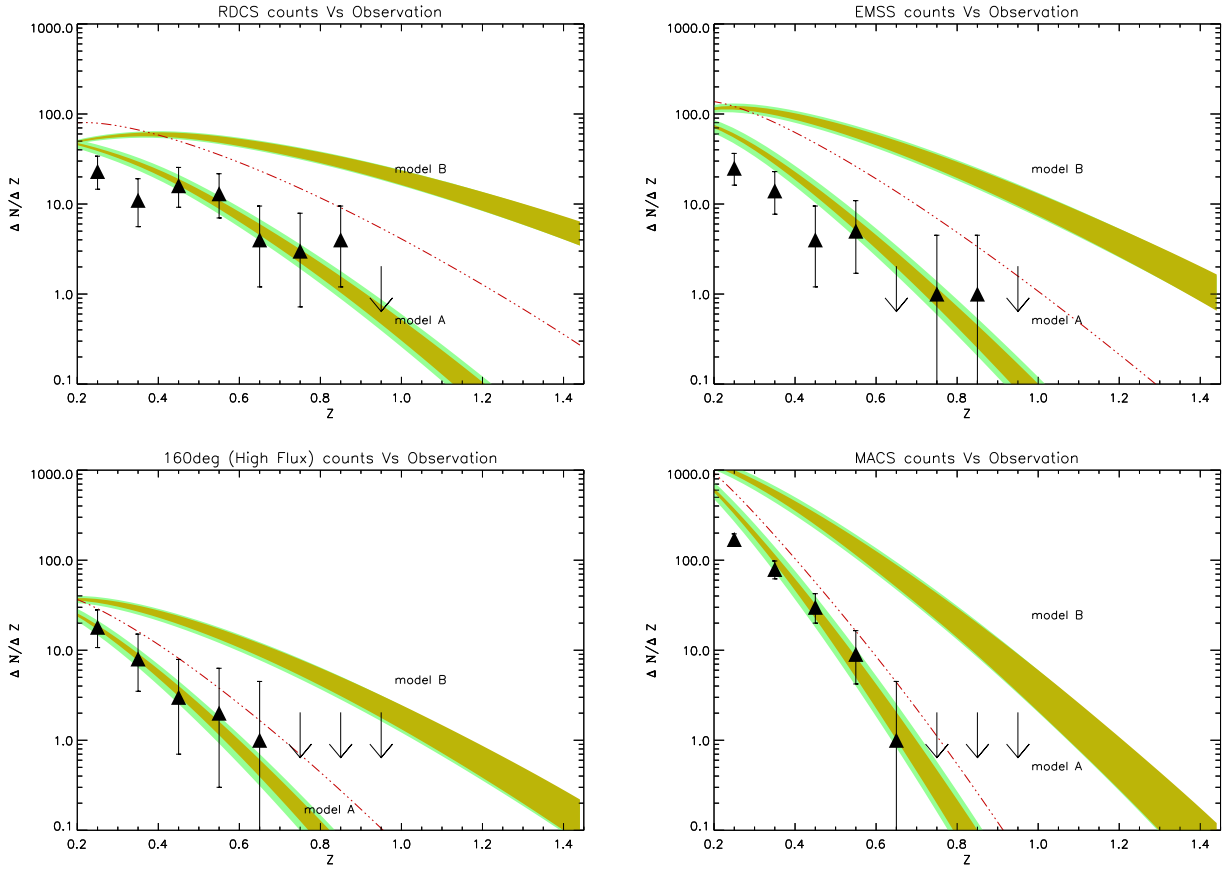


FIG. 5.38 – *Les courbes en point-pointillés montrent les prédictions des comptages dans le modèle préféré dans le cadre fixé CDM ($\Gamma = \Omega_M h$) pour les échantillons RDCS, EMSS, 160deg^2 et MACS. Les paramètres de ce modèle sont : $\Omega_M \sim 0.44$, $\sigma_8 \sim 0.6$ et $\Gamma = 0.3$.*

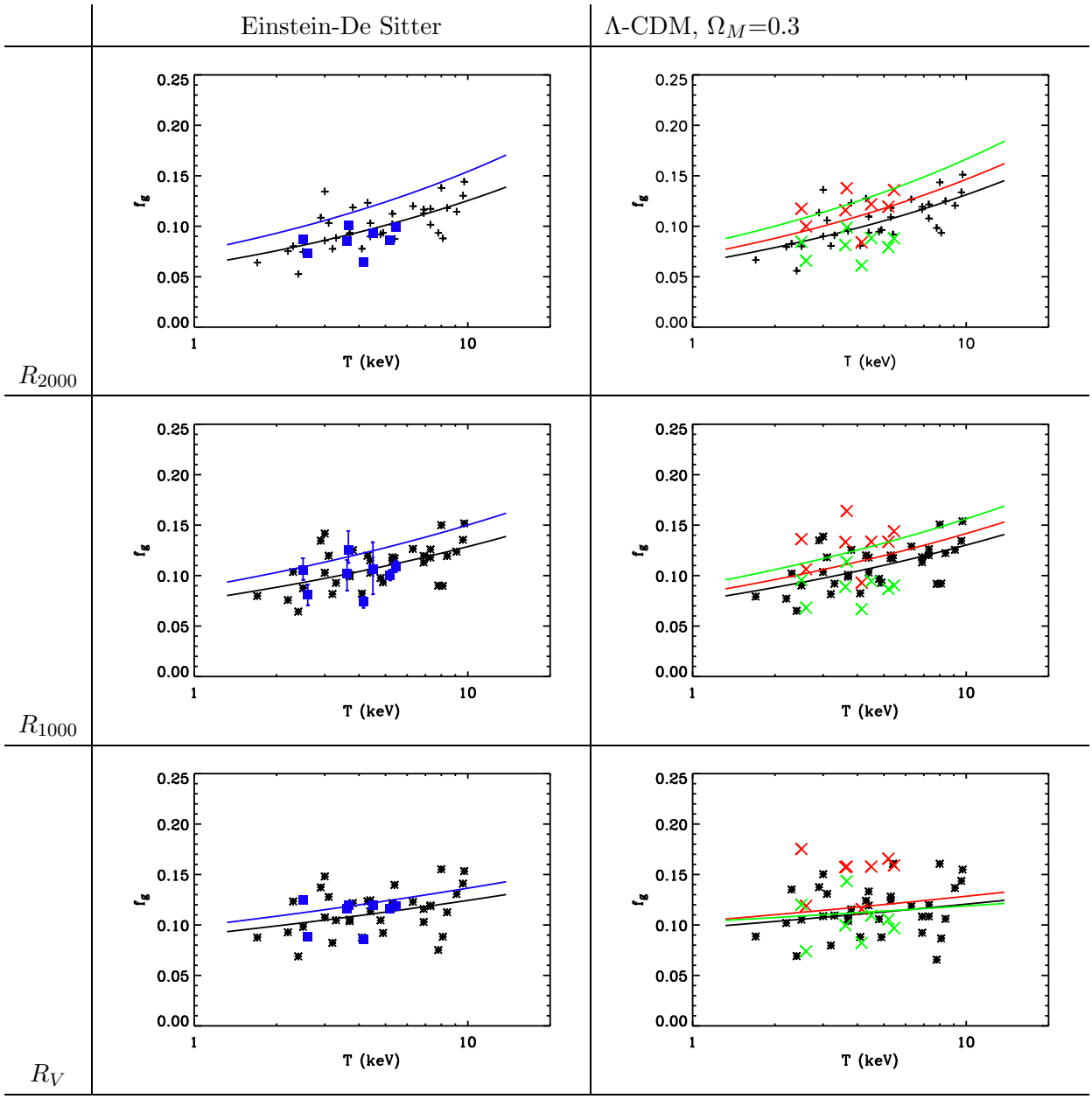


FIG. 5.39 – *Fraction de masse de gaz f_{gaz} en fonction de la température aux rayons R_{2000}, R_{1000} et R_v (de haut en bas). Les carrés bleus (ou croix rouges) représentent les observations d'amas distants et les croix noires représentent les données locales. Les courbes sont les prédictions des modèles correspondant. Les croix vertes et la courbe verte représentent les données et les modèles avec l'utilisation de la relation $M-T$ non-standard dans le modèle de concordance.*

légèrement avec la température. Cette tendance est d'autant plus importante que l'on observe proche du centre et elle s'amenuise au rayon viriel. En revanche, le faible intervalle de température de l'échantillon d'amas distants ne permet pas de dégager une tendance nette. Dans tous les cas une seconde tendance se dégage : la structure interne du gaz intra-amas semble varier avec le redshift et le rayon. En effet, la comparaison des mesures de f_{gaz} aux trois différents rayons, entre les amas distants et les amas locaux, montre que la fraction moyenne de masse de gaz semble augmenter moins rapidement dans les parties externes de l'amas. Ceci complique l'interprétation de la comparaison de telles observations avec les prédictions de modèles issus d'hypothèses d'auto-similarité. Les courbes représentées sur les figures 5.39 montrent les résultats de ces prédictions pour les deux modèles (A et B), dans ce cas, les relations d'échelles impliquent que :

$$f_g(R/R_v,T,z) = f_g(R/R_v,T \times T_*(0)/T_*(z),z=0) \tag{5.17}$$

où T_* est une température caractéristique associée à une masse donnée au redshift z, définie par $\sigma(M_*,z)$=constante. Ces courbes présentent les fractions de baryons mesurés pour les amas locaux (croix noires), pour les amas obtenus dans le cadre du projet "XMM-Newton Ω" (carrés bleu à gauche et croix rouges à droite). La forte variation de f_{gaz} avec le redshift dans les parties internes montre clairement que l'autosimilarité ne s'applique pas au centre des amas, là où les processus non-gravitationnels sont les plus importants.

Le test cosmologique fondé sur l'évolution apparente de la fraction de gaz en fonction du modèle sous-jacent a été proposé en 1996 par Sasaki [199] (également Pen 1997 [169]) et étudié par plusieurs équipes. Une en particulier a publié récemment un article (Allen et al., 2004 [4]) suivi d'un communiqué de presse donnant le résultat en terme de contraintes sur la valeur de l'énergie sombre à partir de l'étude de la fraction de baryons dans 26 amas distants observés avec le satellite Chandra. Des points de divergences subsistent quant à la manière d'appliquer ce test. Je ne précise pas tous les détails de cette analyse mais un des plus importants points de désaccord est sur la manière de mesurer la fraction de baryons : dans ce cas les auteurs ont mesuré la fraction de baryons au rayon r_{2500}. Les relations d'auto-similarité sont a priori valables au rayon viriel de l'amas, où le gaz intra-amas ne subit pas trop d'effets non-thermiques, ceci est illustré sur les figures 5.39. Or si la fraction de baryons est mesurée trop près du coeur de l'amas (typiquement où le contraste de densité vaut 2500 alors qu'il n'est que de 200 au rayon viriel), la fraction de baryons mesurée n'est pas représentative de sa valeur universelle. L'évolution constatée à ce rayon ne reflète donc pas directement l'évolution due au contexte cosmologique. Cette étude révèle que les difficultés rencontrées pour appliquer précisément ce test sont nombreuses.On peut cependant conclure que f_{gaz} varie avec le rayon et avec la température, et donc avec la masse des amas, d'autant plus que les mesures sont faites proche du centre, et ce de façon différente en fonction du redshift. Il est dès lors dangereux de faire une interprétation cosmologique des mesures effectuées à de faibles rayons.

Sur les figures de droite sont également représentées les prédictions des modèles avec la relation $M-T$ non-standard présentée section 5.3.10 (en vert), en bon accord avec les fractions de gaz calculées dans ce contexte (croix vertes). Ainsi, l'étude de la fraction de baryons dans les amas et son évolution avec le redshift est en bon accord avec les études précédentes sur l'évolution de la fonction de température des amas et l'évolution de leur abondance en fonction du redshift (cf. section 5.3.10).

Il existe en effet dans ce cas la même dégénérescence entre le modèle cosmologique et la relation masse-température.

5.7 Comptages SZ

Le test présenté dans cette thèse peut également s'appliquer à des échantillons d'amas observés en SZ. L'effet Sunyaev Zel'dovich permet de détecter des amas très lointains puisque son "flux" est indépendant du redshift de la source (cf chapitre 1 2.2). Cet effet est visible sur la figure 5.40, qui représente la masse limite de détection en fonction du redshift, pour un flux limite considéré.

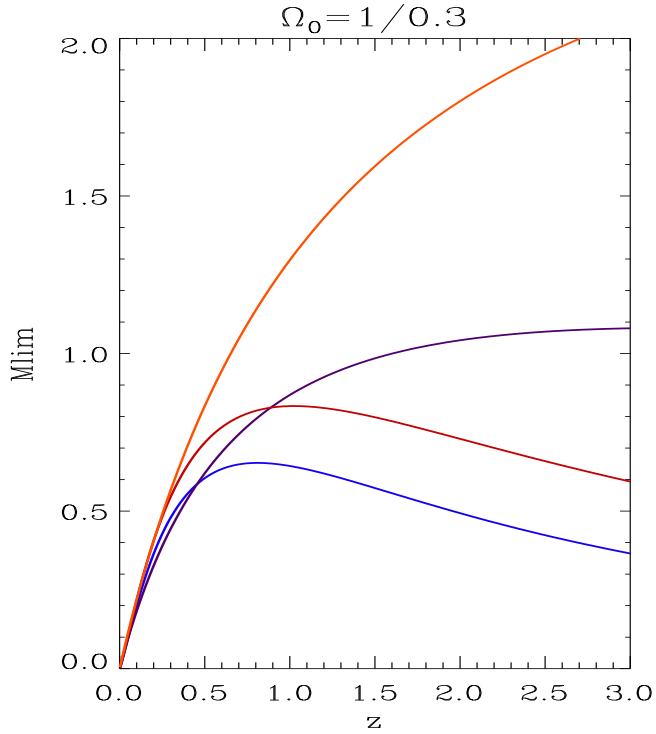


FIG. 5.40 – *Evolution en redshift du seuil de détection de masse (enunité 10^{15} $M_\odot$) pour des observations pointées X avec un flux minimum de 10^{-15} $ergs^{-1}cm^{-2}$ (Ω_0=0.3, orange ; Ω_0=1, noir) et SZ pour un flux limite de 1 mJy (Ω_0=0.3, rouge ; Ω_0=1, bleu).*

En injectant dans (2.8) la relation masse-température issue de l'étude des amas X (équation 2.18), on obtient une nouvelle expression du flux total SZ, qui relie le flux à la masse de l'amas [18] [20] :

$$S_\nu = (8mJyh^{8/3}) f_B f_\nu(x) \Omega_0^{1/3} M_{15}^{5/3} \left(\frac{\Delta(z)}{178}\right)^{1/3} (1+z) D^{-2}(z) \qquad (5.18)$$

Où $f_\nu(x)$ et $D(z)$ représentent respectivement la partie sans dimension de la dépendance fréquentielle (j(x)) et la partie sans dimension de la distance angulaire (cf. chapitre 1 section 5.19) [166] :

$$D(z) = 2\frac{[2 - \Omega_M(1-z) - (2-\Omega_M)\sqrt{1+\Omega_M z})]}{\Omega_M^2 (1+z)^2} \text{ (pour } \Omega_\Lambda = 0) \qquad (5.19)$$

C'est l'expression 5.18 du flux SZ que j'utilise pour modéliser le nombre d'amas prévu par les modèles de formation des structures (cf. chapitre 1 section1.2). En effet, pour déterminer le nombre de sources SZ plus brillantes qu'un certain flux SZ, on intégrera la fonction de masse à partir d'un seuil de masse que l'on obtient par la relation (5.18) :

$$\frac{dN}{d\Omega}(\geq S_\nu) = \int dz \frac{dV}{dz d\Omega} \int_{M_{seuil}(S_\nu,z)} dM \frac{dn}{dM} \tag{5.20}$$

Les instruments actuellement en préparation, tel que Planck, devraient permettre de détecter plusieurs milliers d'amas SZ, leur nombre dépend là aussi très fortement de la densité de matière. La figure 5.41 montre les prédictions de comptages pour trois différents modèles cosmologiques et pour deux flux limites typiques pour l'instrument Planck (50 et 100 mJy). Les modèles utilisés dans les prédictions de comptages SZ sont effectués avec les mêmes modèles que ceux utilisés dans l'étude des amas X, ainsi qu'avec la relation $M-T$ non-standard (ligne point-pointillée). Les comptages sont, dans ce cas, effectués grâce à la conversion du flux limite, S_ν, en masse par la relation 5.18.

Cependant, plus les études sur l'effet SZ se précisent, plus les difficultés pour réaliser des échantillons "flux limités", dont la fonction de sélection serait bien déterminée, sont importantes. En effet, les critères de sélection semblent relativement compliqués à déterminer et une étude approfondie des effets systématiques est nécessaire (cf. thèse de J.B. Melin [138]). L'étude de l'effet SZ reste toutefois un des axes privilégiés pour l'étude des amas de galaxies distants et les applications cosmologiques.

5.8 Discussion

L'étude de la population des amas de galaxies distants mène à une contrainte précise sur les paramètres cosmologiques et fournit, en particulier, une valeur élevée de la densité de matière de l'Univers, indépendamment des effets systématiques étudiés. Cependant, parmi les paramètres préférés par cette étude, la valeur de Γ est relativement faible (Γ=0.125 $\pm$0.03) alors que la valeur généralement admise est plutôt de l'ordre de 0.2 (bien que les résultats préliminaires du relevé 2dF soient en bon accord avec Γ=0.15 (Peacock, 2003 [163])). Cette valeur de Γ, étant donnée la valeur élevée de Ω_M, montre un désaccord entre les distributions d'amas distants et le spectre de puissance du cas CDM strict (en effet, on aurait dans ce cas : h $\simeq \Gamma/\Omega_M$ $\sim$ 0.15 !). Il est admis depuis au moins 10 ans que le modèle Einstein-De Sitter avec H_0=50 dans le cadre CDM strict est en contradiction avec la distribution des amas à grand redshift. Dès 1989, P.J.E. Peebles et al. font remarquer un problème de cohérence entre la distribution des amas distants et le modèle standard à matière noire froide (CDM avec Ω_M=1.) [165] et G. Evrard relie ce problème à la valeur très basse du paramètre de biais b obtenu par l'observation des dispersions des vitesses dans les amas [75]; il propose dès lors d'utiliser des grands relevés d'amas observés en X pour essayer de résoudre cette difficulté.

J. Oukbir et A. Blanchard (1992) [151] clarifient ce problème et montrent la forte dépendance en Ω_M de l'évolution de la fonction de température des amas de galaxies, la dépendance avec les autres paramètres est relativement faible. Cet article montre également que l'analyse des données uniquement locales ne permet

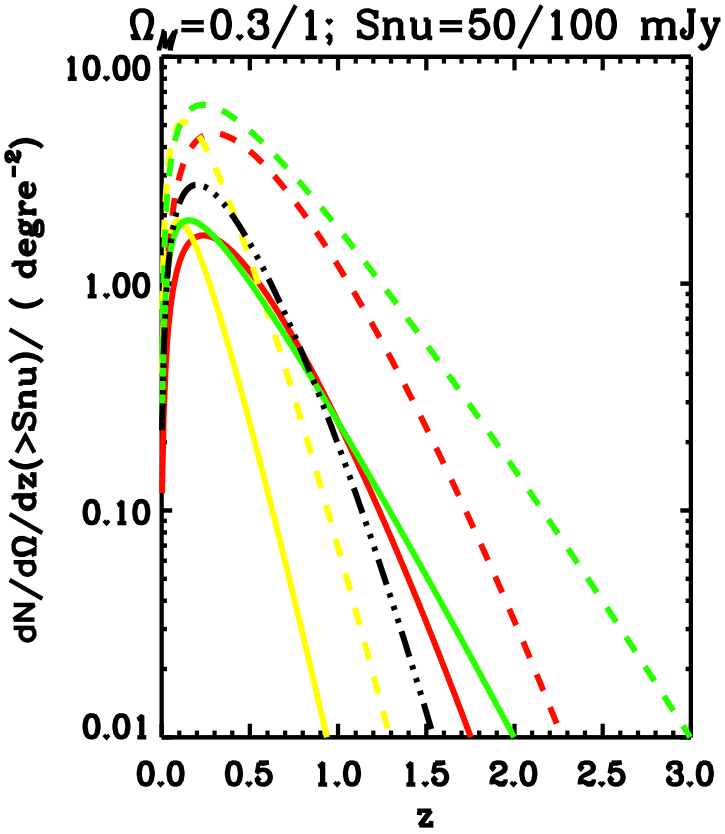


FIG. 5.41 – *Prédiction du nombre d'amas observables par les missions futures (typiquement PLANCK) dans trois cosmologies différentes : Univers critique (jaune), ouvert* $\Omega_M = 0.3$ *(rouge) et* $\Lambda - CDM$ $\Omega_M = 0.3$ *(bleu). Deux différents seuils de flux sont également représentés : 50 mJy (tirets) et 100 mJy (traits continus). Les comptages obtenus avec la relation* $M - T$ *non-standard sont également représentés (ligne point-pointillée).*

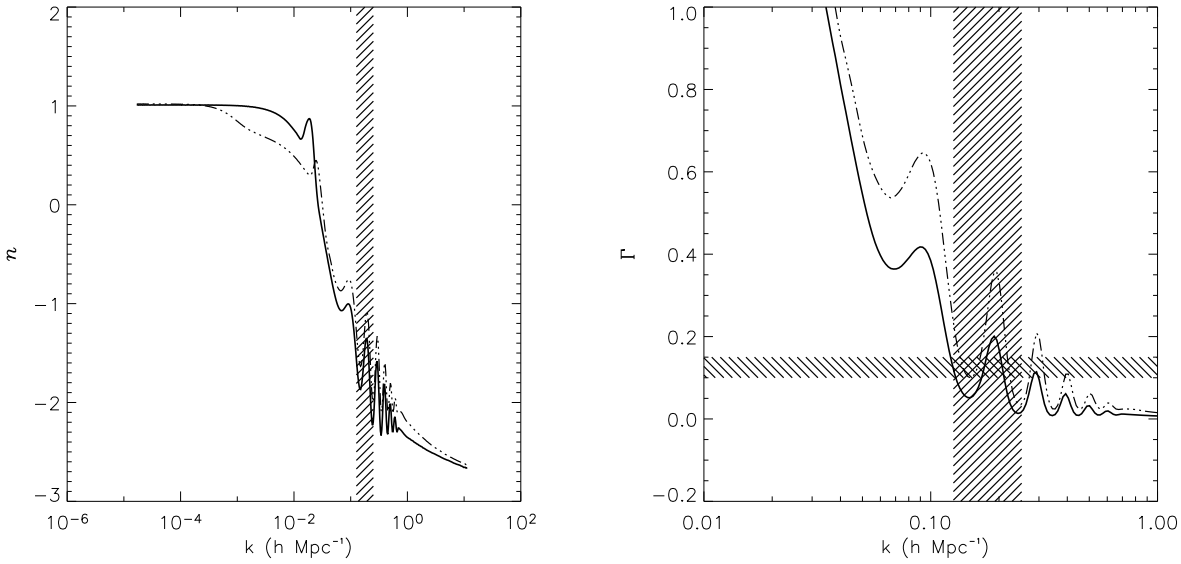


FIG. 5.42 – *Paramètres de pente du spectre de puissance (n et Γ) en fonction de l'échelle spatiale k. Le domaine étudié par les amas de galaxies est représenté par la zone hachurée verticale et le résultat de cette étude par une zone hacurée horizontale. Ces courbes sont produites avec un spectre de puissance "mixte" à deux pentes, ce qui lui permet de reproduire les fluctuations du FDC (cf Blanchard et al., 2003 [27]).*

pas de conclure sur la valeur de la densité de matière mais qu'il est, pour cela, nécessaire d'étudier la population des amas à grand redshift. L'année 1992 marque donc le début des tentatives d'application du test que j'ai exposé dans cette thèse. Enfin, dès 1993, J. Bartlett & J. Silk (1993) [16] mirent en évidence l'incompatibilité de la fonction de température des amas avec le modèle CDM standard ; et, en 1998, A. Blanchard & J. Bartlett [24] excluent le modèle "ouvert" avec une faible densité de matière (notons qu'à cette époque les résultats issus des observations de supernovae lointaines concluant à un modèle dominé par l'énergie sombre ne sont pas encore publiés !).

L'étude que j'ai menée clarifie ces questions et montre sans ambiguité que les distributions d'amas distant sont bien reproduites par un modèle à grande densité de matière avec de la matière noire qui n'est pas uniquement sous forme CDM. En ce qui concerne la faible valeur de Γ comparée à la valeur admise, il est important de rappeler que cette analyse contraint les paramètres des fluctuations de densité uniquement à l'échelle des amas, c'est-à-dire localement et n'a aucunement la prétention de contraindre le spectre sur toutes les échelles spatiales. En effet, la figure 5.42 représente le paramètre de pente du spectre de puissance des fluctuations de matière (n ou Γ) en fonction de l'échelle spatial k. A l'échelle des amas (zone grisée) la valeur de la pente est du même ordre que celle issue de l'étude des amas distants. Cette courbe est obtenue à partir du spectre de puissance présenté au chapitre 1 (figure 1.5) qui permet de reproduire les fluctuations du FDC dans le cadre d'un modèle Einstein-De Sitter. Dans ce cas, le spectre présente des oscillations qui peuvent expliquer que le comportement local à l'échelle des amas diffère du comportement global.

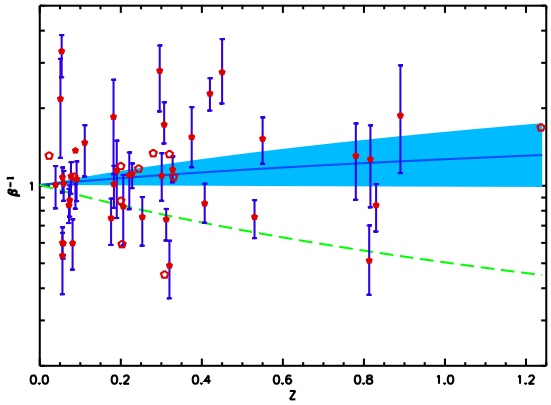


FIG. 5.43 – *Rapport entre l'énergie thermique du gaz ($\sim T_X$) et l'énergie cinétique des galaxies mesurée par la dispersion des vitesses pour un échantillon d'amas massifs ($T_X > 6$ keV) de redshift compris entre 0. et 1.2. Aucun effet d'évolution n'est décelé, le meilleur ajustement est représenté par la ligne continue (avec une zone d'incertitude à 1 σ) ; la courbe en tiret représente l'évolution attendue pour que le modèle de concordance soit en accord avec les données. Figure issue de Blanchard et al. 2004 [29].*

Pour tenter de comprendre l'origine du conflit entre les données des amas distant et le modèle de concordance, j'ai proposé d'utiliser une relation $M-T$ dont l'évolution en redshift est très différente de l'évolution "naturellement" prédite par les arguments d'autosimilarité. L'introduction de cette relation est le seul moyen que j'ai envisagé qui permet de réconcilier les prédictions du modèle $\Lambda - CDM$ avec les distributions d'amas à grand redshift et avec l'évolution de la fraction de baryon. Cette dégénérescence est également observée dans les prédictions de comptages SZ. Cependant cet effet est relativement violent puisque dans ce cas un amas à z=1 serait deux fois moins chaud qu'un amas de même masse dans le scénario standard, ce qui n'est pas évident à justifier physiquement. Un tel effet est en principe observable par d'autres moyens indépendants ; c'est le cas, par exemple de la mesure des dispersions des vitesses des galaxies des amas. En effet, les galaxies et le gaz sont piégés dans le même puits de potentiel, celui de la matière noire. Dans ce cas, la relation $< kT >=< \mu m_p \sigma^2 >$ (où σ^2 est la dispersion des vitesses) est générale puisque les galaxies et le gaz sont soumis au même potentiel gravitationnel : on peut comparer les quantités kT et σ^2 à différentes époques et déceler ainsi d'éventuels effets d'évolution [29]. La figure 5.43 montre cette comparaison en fonction du redshift, avec $\beta^{-1}=T_X/\sigma^2$; aucune tendance n'est décelée, ce qui est en accord avec un paramètre β indépendant du redshift. L'évolution attendue dans le cas du modèle à faible densité de matière est représentée par la ligne pointillée. Le résultat obtenu en terme de contrainte sur la densité de matière est donc établit de manière particulièrement stable et robuste.

Une étude multilongueur d'onde des amas du programme "XMM-Newton Ω" est également en cours, en collaboration avec J.P. Kneib et son équipe. Nous disposons, pour trois de nos huit amas, des observations faites au VLT avec l'instrument FORS1. Bien que l'échantillon soit encore trop faible pour effectuer une comparaison statistique des mesures avec différentes méthodes (X et optique), je présente à titre d'illustration les images obtenues en optique (cordialement fournies par P.

Hudelot [103]). Cette étude multi longueur d'onde est très préliminaire mais une

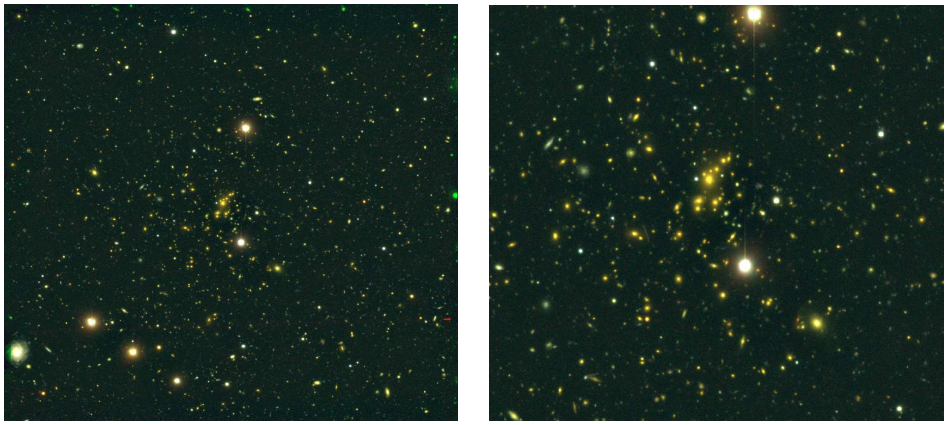


FIG. 5.44 – *Observations optiques de RXJ1354 (P. Hudelot [103])*

comparaison systématique des paramètres des amas obtenus par l'étude des rayons X d'une part et des déformations gravitationnelles d'autre part devrait nous permettre de mieux comprendre la physique des ces objets particulièrement utiles à la cosmologie. La comparaison des masses obtenues devrait également permettre de tester l'évolution de la relation M-T.

Conclusion

Dans le contexte très dynamique de la cosmologie à l'aube du XXI^{ième} siècle, j'ai, dans cette thèse, exploité un nouveau test cosmologique global et puissant qui permet de contraindre la valeur de la densité de matière de l'Univers, Ω_M, de manière indépendante et complémentaire des autres tests. Celui-ci est fondé sur l'étude de l'évolution de la population des amas de galaxies en fonction de l'époque. Ces objets étant les plus grands et les derniers à se former, dans le scénario de formation hiérarchique des structures, leur nombre en fonction de l'époque est très dépendant de la cosmologie sous-jacente.

Le resultat principal de cette étude est la contrainte précise des paramètres cosmologiques, en particulier Ω_M, à partir d'un échantillon statistique d'amas à grand redsift (z>0.3) comprenant environ 300 amas comparés à la population locale, caractérisée par un échantillon d'amas locaux sélectionnés avec les mêmes critères de sélection que les relevés lointains. La taille des échantillons désormais disponibles permet d'atteindre une précision remarquable par cette étude : la valeur obtenue pour la densité de matière en combinant les échantillons indépendants est Ω_M=0.98 $\pm$ 0.15 $\pm$ 0.12 (la seconde incertitude vient des effets qui n'ont pas été pris en compte dans l'étude statistique, cf. section 5.3). Ce résultat démontre la puissance de ce test cosmologique et fait entrer l'étude des amas de galaxies dans "l'ère de la cosmologie de précision". Cette étude exclue le modèle de concordance avec une contrainte forte sur la densité de matière : $\Omega_M < 0.75$ à 95% de confiance. Un point important de cette thèse est l'étude détaillée de toutes les erreurs systématiques qui peuvent intervenir dans cette analyse : choix de la fonction de masse, normalisation et pente de la relation $M-T$, choix de la relation $L-T$ locale, évolution de la relation $L-T$ à grand redshift, dispersion de la relation $L-T$, incertitudes sur les flux limites de détection. Celles-ci ont été (et sont encore) les sources des différences obtenues entre plusieurs travaux. Ce travail montre que moyennant une modélisation qui prend en compte les erreurs de mesures et les incertitudes liées aux relations intermédiaires, le résultat en terme de paramètres cosmologiques et de comptages d'amas à grand redshift est finalement peu sensible à tous ces effets. Celui-ci est donc établit de manière particulièrement stable, indépendamment des ingrédients de la modélisation. De plus, tous les échantillons étudiés montrent un comportement individuel similaire et leurs distributions en redshift sont bien reproduites par le même modèle. Ce modèle permet également de reproduire de manière satisfaisante les données de la fonction de température locale et à grand redshift.

Les résultats que j'ai obtenus au cours de cette thèse sont d'une grande importance pour la compréhension de notre Univers puisqu'ils vont à l'encontre du modèle qui fait actuellement le consensus. En effet, depuis très récemment, les faveurs des cosmologistes vont vers un modèle dans lequel plus de la moitié de la densité d'énergie de l'Univers serait sous forme d'"énergie sombre" : le modèle

$\Lambda - CDM$ dit de "concordance". Celle-ci, de nature totalement inconnue, pourrait avoir le comportement de la "constante cosmologique", historiquement introduite par A. Einstein (1916). Cependant, le test cosmologique appliqué dans cette thèse aboutit à une conclusion différente : l'évolution des amas de galaxies observée est bien reproduite par un modèle d'Univers à grande densité de matière dans lequel il n'est nul besoin d'introduire de contribution supplémentaire. Le modèle de "concordance" a, quant à lui, tendance à surestimer le nombre d'amas à grand redshift (d'environ un ordre de grandeur à z$\sim$0.5). Ainsi ces résultats remettent en cause le paradigme standard, qui s'est répandu à une vitesse très impressionnante depuis 1998 (date de parution des résultats sur l'observation de supernovae lointaines).

Lorsque j'ai débuté cette thèse, le contexte, en terme de contraintes cosmologiques issues de l'étude des amas de galaxies, était le suivant : de nombreuses analyses de différents échantillons d'amas locaux ont abouti à des contraintes, en bon accord, sur le couple (Ω_M-σ_8). Puis les études d'évolution de la fonction de température et/ou de luminosité ont mené à des résultats sensiblement différents, ne permettant pas de conclusions définitives. Une des principales raisons à cela vient des différentes approches de l'échantillon local et des erreurs systématiques dues à la méconnaissance de la relation masse-température. Enfin, l'étude de la distribution en redshift a longtemps souffert d'une autre dégénéréscence qui subsiste entre le paramètre Ω_M et le facteur d'évolution de la relation luminosité-température β.

L'arrivée des satellites X de nouvelle génération, XMM-Newton en particulier, a permis une mesure précise de la relation $L - T$ à grand redshift et de mettre en évidence une évolution par rapport à la relation locale. Cette mesure permet dès lors de calculer l'abondance des amas en fonction du redshift et d'analyser les histogrammes de distribution des amas contenus dans des échantillons "flux limité". Il est alors possible de réaliser une étude statistique sur toutes ces distributions pour en extraire les paramètres cosmologiques qui définissent le modèle reproduisant le mieux ces distributions. Ceci a été effectué par une analyse en maximum de vraisemblance, en combinant les principaux échantillons indépendant et en introduisant les travaux les plus récents sur la fonction de masse et les relations $L - T$ et $M - T$. En particulier, cette étude inclut la relation $M - T$ dont le coefficient dépend de la cosmologie, ce qui évite la principale source d'erreur systématique du problème.

Au-delà des études similaires qui mènent toutes à des résultats en accord avec ceux de cette thèse, j'ai également chercher à comprendre les différences qui peuvent expliquer les résultats obtenus par d'autres équipes, qui semblent en accord avec le modèle de concordance. Il ressort de cette étude que la normalisation préalable des modèles aux données de la fonction de température locale est indispensable et qu'un a priori sur la forme générale du spectre de puissance des fluctuations ($\Gamma = \Omega\ h$ pour le CDM) influence significativement le résultat en terme de paramètres cosmologiques. Mais dans ces différents cas, les meilleurs modèles obtenus ne reproduisent pas les données (locales ou à grand redshift) de manière satisfaisante.

Une étude détaillée de la fraction de baryon dans les amas lointains à également pu être menée sur l'échantillon observé par le programme "XMM-Newton Ω"; cette étude illustre la difficulté à conclure en terme de paramètre cosmologique sur cette base. Cependant, l'étude de l'évolution de la fraction de baryon semble corroborer les conclusions de l'étude des comptages d'amas présentée dans cette thèse.

Pour tenter de comprendre l'origine du "conflit" entre cette étude et le modèle de concordance, j'ai proposé d'introduire dans les modélisations une nouvelle rela-

tion $M-T$ dont l'évolution en redshift est très différente de celle attendue dans les relations d'échelle "naturelle". Cette transformation drastique, qui remet totalement en cause notre compréhension des amas de galaxies, permet de réconcilier les comptages d'amas avec le modèle de concordance ainsi qu'avec les mesure de fraction de baryons dans les amas lointains. Mais d'autres études montrent que cette effet important n'est pas observé : ni dans les mesures de la relation $M-T$ à grand redshift, ni dans la comparaison des vitesses de dispersions avec la température X. Cette effet ne semble donc pas être à l'origine du problème.

D'autre part, l'étude statistique que j'ai menée montre que la limite en précision d'une telle analyse est peut-être atteinte puisqu'elle semble désormais dominée par les incertitudes liées à l'échantillon local, en effet, les tests réalisés avec plusieurs centaines, voire des milliers d'amas fictifs à grand redshift ne permettent pas d'augmenter la précision statistique. Il est donc nécessaire de concentrer des efforts sur l'étude plus détaillée des amas locaux afin de réduire les incertitudes liés à la fonction de température locale.

La dernière décennie a connu de nombreux effort en cosmologie observationnelle et une course à la précision, mais ces efforts sont restés relativement limités à l'étude des supernovae et du FDC, alors que l'étude systématique des amas de galaxies est restée marginale. Ainsi, pour améliorer la précision déjà remarquable de cette analyse une meilleure caractérisation de l'échantillon local est nécessaire ainsi que la prise en compte des paramètres physiques des amas présents dans les échantillons à grand redshift. D'autre part, l'utilisation de nouvelles méthodes d'analyse statistique, en particulier les "Monte Carlo Markov Chains" (MCMC) devrait permettre de mener une étude encore plus détaillée prenant en compte tous les différents effets qui peuvent influencer l'étude et toutes les données disponibles (ce qui n'est pas possible actuellement à cause des limites physiques dues aux systèmes d'exploitation informatiques).

Ce travail permet donc de reposer la question de l'évolution de l'Univers et de prendre avec précautions les résultats de "cosmologie de précision" annoncés par les travaux les plus récents : il est indubitable que la précision statistique des mesures s'améliorent constamment (les résultats obtenus dans cette thèse en sont un bon exemple) mais il ne faut cependant pas conclure trop vite quand à notre connaissance des composantes de l'Univers. Ainsi, en ce qui concerne la détection de l'accélération de l'expansion et de la prépondérance de la composante d'"énergie sombre", je reprend volontiers une phrase de P.J.E. Peebles (2002) pour conclure : "The case for detection of dark energy is serious but not yet as convincing; we wait more checks that may come out of work in progress."

Chapitre 6

En marge de la science... Un nouveau chapitre de thèse

6.1 Présentation de la thèse

L'astrophysique est un domaine d'étude qui ne cesse de s'élargir avec l'avancée de la recherche, et la cosmologie, étude de l'Univers dans son ensemble, est un domaine en pleine effervescence depuis une dizaine d'années. En effet, l'étude de l'Univers en tant qu'objet physique a connu un formidable essor au début du vingtième siècle avec l'avènement de nouvelles théories telles que la relativité générale (Einstein 1905) et la théorie du Big-Bang (Lemaître, De Sitter...). Il faut ensuite attendre les progrès des observations astronomiques pour pouvoir valider en partie ces théories. Une avancée fondamentale fut l'observation, pour la première fois en 1965, d'une lumière fossile appelée Fond Diffus Cosmologique. Cette observation dans le domaine des ondes radio est en quelque sorte une photo instantanée de l'Univers à ses débuts, lorsqu'il n'était âgé que de 300 000 ans (son âge actuel étant estimé à 15 milliards d'années). Elle constitue l'une des plus précieuses preuves observationnelles de la théorie du Big-Bang. Dès lors, de nombreux efforts internationaux ont été fournis pour tenter de mieux comprendre la composition et l'évolution de l'Univers. A la fin du vingtième siècle, les expériences de mesure des"paramètres cosmologiques" (qui décrivent le contenu de l'Univers) se sont multipliées ainsi que les publications scientifiques donnant des mesures toujours plus précises et nombreuses. Nous serions même entrés dans l'ère de la "cosmologie de précision" à entendre les communications des cosmologistes dans les conférences internationales. Il est vrai que de nombreuses expériences tendent à exhiber une description concordante de l'Univers, avec un consensus sur la valeur des paramètres de l'Univers. Cette description est pour le moins déstabilisante puisqu'elle prévoit que seule 5% de l'énergie présente dans l'Univers serait sous forme de matière telle que nous l'observons, 25% sous forme de matière noire que nous n'observons pas mais que nous mesurons et les 70% restant seraient pris par la mystérieuse "énergie sombre". Outre la véracité scientifique de ces découvertes, la rapidité avec laquelle toute la communauté s'est approprié ce consensus est impressionnante. Ainsi les enjeux de ce travail se situent au niveau très fondamental de notre compréhension de l'Univers mais également sur un plan plus sociologique de la pensée scientifique.

La thèse que j'ai préparée durant ces trois dernières années au sein de l'équipe de cosmologie du Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse (Observatoire Midi-

Pyrénées), sous la direction du professeur Alain Blanchard, s'intitule:"Etude des amas de galaxies distants et application à la contrainte des paramètres cosmologiques". Elle s'inscrit dans ce contexte et propose de déterminer les paramètres physiques de l'Univers (en particulier sa densité de matière) en étudiant la formation et l'évolution des plus grandes structures : les amas de galaxies. La vitesse à laquelle les structures se forment au cours de l'expansion de l'Univers dépend très fortement de sa densité de matière. L'étude des amas de galaxies distants n'est rendue possible qu'avec l'arrivée d'instruments d'observations toujours plus précis et puissants, capables d'observer les objets astronomiques dans différentes longueurs d'ondes. J'ai, pour ma part, participé à une collaboration internationale articulée autour du satellite-observatoire de rayons X: XMM-Newton de l'ESA. Cette collaboration nous a permis de collecter suffisamment d'observations pour me permettre d'étudier l'évolution de la population des amas de galaxies. Ce thème de recherche s'inscrit parfaitement dans les orientations scientifiques du laboratoire d'astrophysique de Toulouse qui est le précurseur de l'étude des amas de galaxies dans le domaine optique et infrarouge. Au niveau international, d'autres équipes travaillent sur des sujets similaires (au Max Planck Institute de Garching, à l'Université de HAWAII et au Center for Astrophysics de Cambridge). Jusqu'à un certain point nos résultats concordent mais les conclusions finales diffèrent, en particulier avec le groupe allemand. Je pense cependant bien comprendre la raison de ces différences et, au sein de mon équipe, nous avons clairement argumenté en faveur de notre méthode. Un point de divergence subsiste : nous avons montré que, d'après l'étude de la formation des amas de galaxies, la présence de la fameuse "énergie sombre", ou "constante" cosmologique, n'est pas nécessaire pour rendre compte des observations. En ce sens, nous sommes en contradiction avec les conclusions préalables de nombreux collègues cosmologistes. Il s'agit donc d'un problème très important qui doit être pris en compte et élucidé pour une meilleure compréhension de l'Univers.

Pour ma part, je me suis inséré dans le projet un an après le lancement du satellite. Mon travail est l'interprétation cosmologique des résultats d'observations. Ceci implique une connaissance approfondie de la partie "observations et traitement de données" ainsi qu'une approche plus théorique de la formation des structures de l'Univers et de sa modélisation numérique. J'ai choisi ce projet pour différentes raisons dont : l'effervescence actuelle du domaine (avec la "redécouverte" de la constante cosmologique en 1998), les qualités humaines et scientifiques de mon directeur de thèse (Alain Blanchard) et du responsable du projet (Jim Bartlett) et la situation géographique de mon laboratoire d'accueil (à ne pas négliger après trois ans d'études à Strasbourg !). J'avais également choisi ce sujet pour prendre part à la partie observationnelle du projet (avec XMM-Newton) que j'ai rapidement dû abandonner faute de temps et à cause du manque d'outils informatiques bien appropriés. En effet le logiciel de traitement de données pour le satellite XMM-Newton a été finalisé en même temps que les données arrivaient et, pour ce type de données en particulier, il nécessitait de nombreux aménagements qui auraient pris une part trop importante de mon temps de recherche; j'ai donc laissé cette partie "observationnelle" à d'autres membres de la collaboration.

6.2 Ressources humaines et financières

Pour réaliser cette thèse j'ai bénéficié d'une allocation du ministère de la recherche, d'une allocation de monitorat de l'Université Paul Sabatier, de fonds

propres au projet d'étude des amas distants avec XMM-Newton et au projet de développement d'une base de données sur les amas X en collaboration avec le CNES.

Allocation de recherche ministérielle: 36 mois × 1000 euros = 36000 euros+charges

*** Allocation de monitorat: 36 ×200 = 14400+charges**

*** Financement par l'équipe d'accueil: 800 par an => 2400**

*** Fonds propres aux projets (XMM, CNES)**

6.3 Gestion du projet

Pour réaliser ce projet, j'ai travaillé au sein d'une collaboration internationale. Celle-ci a été créée dans le but de mettre en commun des moyens humains, financiers et en temps d'observation (très coûteux avec XMM-Newton). A mon arrivée dans ce projet, nous attendions, avec impatience, les données issues des observations avec le nouveau satellite XMM-Newton de l'ESA. Dans le but d'être capable de réduire et de traiter ces données, je me suis inscrit à un stage organisé par l'un des laboratoires chargés du suivi du satellite et du traitement des données qui arrivent sur Terre: le VILSPA (VIllafranca Satellite Tracking Station) dans la banlieue de Madrid. Puis j'ai cherché à travailler en relation avec des personnes déjà impliquées dans ce domaine : Philippe Marty (en fin de thèse l'IAS sur la calibration des détecteurs X du satellite) et Bruce Gendre (également en thèse sur le sujet, au CESR). Parallèlement au traitement des données (qui m'a occupé une partie de la première année), j'ai travaillé sur la modélisation de la formation des amas de galaxies. Là encore, j'ai cherché à travailler en relation avec des personnes ayant déjà réfléchi et travaillé sur ce domaine : Alain Blanchard, mon directeur de thèse, mais aussi Jim Bartlett, Rachida Sadat et Marian Douspis. Ce travail de modélisation, la comparaison des résultats obtenus aux observations et son interprétation ont occupé le reste de ma thèse. Etant donné l'importance de ce sujet de recherche, j'ai également été amené à beaucoup me déplacer à travers le monde pour exposer et expliquer mes résultats au reste de la communauté.

6.4 Compétences et domaines d'expertise

6.4.1 Général

Le travail de thèse nécessite tout d'abord une capacité à travailler seul, en particulier lors du développement de codes de modélisation numérique ou lors de représentations dans des conférences internationales. Il s'agit de savoir organiser un travail de recherche à moyen terme pour faire aboutir un projet scientifique et en communiquer les résultats. Par ailleurs, ce travail dans un laboratoire scientifique requiert aussi la capacité à travailler en équipe, à partager et échanger les connaissances, à rechercher des partenaires compétents dans les domaines ou on manque d'expertise. Dans le projet auquel j'ai participé, la capacité à travailler au sein d'une collaboration internationale est également déterminante. En effet, dans une collaboration d'une quinzaine de personnes de quatre différents pays, tout le monde n'a pas les mêmes préoccupations et il faut savoir se faire entendre et apporter sa part au travail collectif tout en se forgeant un profil bien déterminé et bien identifié. Lorsque le projet aboutit à des premiers résultats, un effort particulier est mis pour

en communiquer les conclusions ; il s'agit de participer par des présentations orales à différentes conférences et rencontres scientifiques internationales et de rencontrer des journalistes et le grand public afin de vulgariser les découvertes. Cette partie du travail, souvent négligée, a occupé une fraction significative de mon temps (Cf. ci-dessous). Enfin, mon engagement à l'Université Paul Sabatier en temps que moniteur de l'enseignement supérieur m'a demandé d'organiser mon travail de recherche en tenant compte également du temps d'enseignement.

6.4.2 Scientifique

Cette thèse effectuée dans un domaine en pleine effervescence, la cosmologie, m'a évidemment apporté de nombreuses connaissances et expériences nouvelles. J'ai tout d'abord acquis de nouvelles connaissances théoriques dans plusieurs domaines de l'astrophysique : astronomie X, cosmologie, relativité, formation des structures, etc. J'ai également acquis des compétences en informatique générale (systèmes d'exploitation, installation de machines, Unix, Linux), en programmation informatique dans différents langages (Fortran, IDL, HTML.), en modélisation numérique de problèmes physiques et en traitement de données satellite. Dans le but de communiquer nos résultats j'ai développé des compétences dans la réalisation de supports de communication (présentations informatisées, posters, articles).

6.4.3 Enseignement

Le monitorat m'a permis de m'exercer à l'enseignement Universitaire pendant ces trois années de thèse et ainsi de tester ma capacité à enseigner plusieurs domaines dans différentes conditions. J'ai ainsi eu l'occasion d'enseigner des travaux pratiques de physique, optique, électricité mais également des travaux dirigés et travaux pratiques en astronomie, incluant la résolution d'un problème concret à partir d'observations et une veillée de découverte du ciel (à l'œil nu et avec instruments). J'ai effectué pendant ces trois années environ 270 heures d'enseignement. Même si la structure administrative de l'Université peut parfois sembler trop inertielle, freinant certaines initiatives, cette expérience d'enseignement m'a comblé et a confirmé mon penchant pour cette approche du métier de chercheur. J'irais même jusqu'à dire que je n'envisage pas de carrière dans la recherche sans cette dimension de partage des connaissances. Le monitorat m'a également permis, par l'intermédiaire du CIES (Centre d'Initiation à l'Enseignement Supérieur), de suivre des stages de formation très divers tels que: "La voix: prise de conscience et de confiance", "Approche sociologique de l'organisation des Universités", "Aspects émotionnels de la vie d'enseignant chercheur", "Déontologie de l'enseignement supérieur", "Fondamentaux de la communication", "Didactique scientifique", ou encore "Création de pages Web".

6.4.4 Communication

La thèse m'a permis d'exercer ma capacité à communiquer d'une autre manière: par les conférences scientifiques internationales. Ayant la chance d'avoir obtenu des résultats qui marquent j'ai eu de nombreuses occasions de présenter mon travail dans différentes conférences, séminaires et ateliers en France et à l'étranger (en Anglais). J'ai pu ainsi me rendre à Paris, Marseille, Strasbourg, Blois, Arcachon,

Cargèse, en Grèce, Italie, Espagne, aux Etats-Unis, au Vietnam, au Portugal et y présenter mes résultats, soit sous forme de poster commenté (3 fois) soit par une présentation orale. J'ai également eu l'occasion d'expliquer mes travaux à des journalistes scientifiques de différents media (Cf. retombées du projet).

6.4.5 Social

Au cours de ces trois années au sein du laboratoire d'astrophysique de Toulouse j'ai eu un rôle de représentation étudiante au conseil de laboratoire : élu pour deux ans, j'ai ainsi pu participer à la vie scientifique et sociale du laboratoire en prenant part aux décisions discutées en conseil. J'ai également participé à la vie sociale en organisant des rencontres pour les étudiants en thèse, en particulier deux "journées des thèses"durant lesquels tous les doctorants étaient invités à présenter leurs travaux devant le personnel de l'Observatoire. J'ai aussi participé à l'organisation de l'Ecole d'été de Cargèse 2003 : "Frontiers of the Universe", dont Alain Blanchard était le responsable.

6.4.6 Diffusion des connaissances et activités de formation

La diffusion des connaissances scientifiques, principalement en astronomie, occupe une partie de mon temps depuis plus de dix ans sous la forme d'animations, de formations et de communications grand public (conférences, cours). Cet aspect s'est renforcé au cours de ma thèse, j'en fournis ici les exemples les plus récents:

- **Conférences bénévoles : à l'Observatoire Pléiades pour la Nuit des étoiles (2002), à la salle des fêtes de Ramonville St Agne pour le Festival de l'Espace (Planètes-Science 2002), à l'Observatoire de Jolimont pour la Société d'Astronomie Populaire (2002-2004), à la Cite de l'Espace à l'occasion du Rallye solaire (2003), au Lycée Limayrac pour des étudiants en BTS (2001), etc.**
- **Formation bénévole d'animateurs en astronomie pour l'association Planète-Sciences à l'observatoire de la base de loisir de Buthier (Fontainebleau, 2001).**
- **Encadrement et accompagnement de deux groupes de lycéens au cours de l'opération Collèges et Lycées de nuit de Planètes-Sciences avec une mission d'observation d'une semaine à l'Observatoire de Haute Provence (2000).**
- **Encadrement de formations professionnelles pour le comité d'entreprise de "Cap Gemini" (environ 6 stages de 4 jours chacun entre 1999 et 2003),**
- **Cours à la Cité de l'Espace (Organisation et enseignement, 2004).**
- **Participation à un séminaire interassociatif national et à un groupe de travail sur la formation en astronomie.**
- **Création d'une association de diffusion des connaissances scientifiques (ARCTURUS, 2002).**

6.5 Retombées du projet

Les résulats que j'ai obtenus au cours de ma thèse constituent les premiers résultats cosmologiques issus d'observations du satellite observatoire XMM-Newton de l'ESA et ont donc bénéficié d'un intérêt particulier au sein de la communauté

scientifique et médiatique. XMM est le plus gros télescope spatial en fonction actuellement.

Les retombées en termes de communication ont été rapides, nombreuses et bénéfiques pour le laboratoire, pour l'équipe et pour moi. De nombreux media se sont intéressés à ces résultats, suite à la parution de communiqués de presse (CNRS, CNES, ESA) ceci nous a permis d'expliquer nos travaux à plusieurs reprises (Ciel et Espace (12/03 et 02/04), La Recherche (02/04), Science et Avenir (02/04), The Economist (02/04), The New York Times (02/04) et de nombreux sites internet de vulgarisation scientifique).

Pour l'Agence Spatiale Européenne (ESA), ce projet a eu des retombées bénéfiques en termes de communication: il s'agit des premiers résultats cosmologiques obtenus avec le plus grand projet spatial actuel de l'ESA. De plus les résultats obtenus soulèvent un problème fondamental dans la compréhension de notre Univers. Ce projet a également permis de renforcer la spécificité du laboratoire d'Astrophysique de Toulouse associé à l'étude des amas de galaxies depuis sa création (1982).

Pour le grand public, les résultats de ce projet permettent de mieux comprendre la formation des structures observées dans l'Univers et d'aborder les récentes conclusions "cosmologiques" avec un esprit critique aiguisé.

6.6 Conclusion-Principaux enseignements

Le choix d'un sujet de thèse dans un domaine en pleine effervescence est bien sûr un atout et fournit un contexte de travail très dynamique. Le choix du directeur de thèse est évidemment fondamental mais très difficile dans la mesure ou il est nécessaire de connaître les personnes sans forcément fréquenter les laboratoires de recherche avant le stage de DEA. La bonne entente entre le directeur de thèse et l'étudiant est incontournable ainsi que l'ambiance de travail dans l'équipe d'accueil. Les qualités scientifiques et humaines du directeur sont également fondamentales à l'aboutissement d'une "bonne thèse". Le directeur de thèse doit pouvoir être disponible et à l'écoute de son étudiant. Pour ma part j'ai eu la chance de choisir un directeur de thèse qui rassemble toutes ces qualités avec, en plus, une expertise scientifique incontestable.

La participation à ce projet et son aboutissement m'ont évidemment apporté énormément d'acquis professionnels que j'ai eu l'occasion d'exposer dans ces quelques pages. Je retiendrai particulièrement la possibilité d'exercer ma passion, l'astronomie, à un niveau professionnel pendant trois années et de rencontrer des collègues dans le monde entier pour confronter des idées. Les expériences vécues durant ces trois années, ajoutées aux compétences et connaissances acquises, m'apportent une véritable expertise dans les domaines abordés ainsi qu'une meilleure connaissance du secteur de l'astronomie professionnelle, amateur et médiatique. Je tire donc un bilan très positif de cette expérience. Le seul petit regret que je pourrais émettre est le manque d'observations directes avec des télescopes terrestres. En effet, étant passionné d'astronomie et d'observation, j'aurais aimé participer à des campagnes d'observation dans les grands observatoires terrestres. Mais ma thèse m'a permis d'utiliser des observations du plus gros observatoire-satellite et d'en tirer des conclusions très importantes pour la cosmologie moderne.

Annexe A

Détail des équations...

A.1 Expression générale du facteur de croissance des instabilité gravitationnelles (adapté de Lahav & Suto (2003) [120])

Dans la plupart des cas d'intérêt cosmologique (c'est-à-dire pour des perturbations à grande échelle), l'équation d'évolution des surdensités A.1 se réduit à :

$$\frac{\partial^2 \delta_k}{\partial t^2} + \frac{2}{a}\frac{da}{dt}\frac{\partial \delta_k}{\partial t} - 4\pi G\bar{\rho}\delta_k = 0 \tag{A.1}$$

où $\bar{\rho}$ est la densité moyenne de l'Univers.

Les solutions pertinentes, les modes croissants, peuvent être obtenus de la manière suivante. Considérons tout d'abord l'expression du paramètre de Hubble, $H(t) \equiv \dot{a}/a$, en fonction des paramètres cosologiques :

$$\begin{aligned} H^2 &= H_0^2\left(\frac{\Omega_M}{a^3} + \frac{1-\Omega_M-\Omega_\Lambda}{a^2} + \Omega_\Lambda\right) && \text{(A.2)} \\ &= H_0^2\left[\Omega_M(1+z)^3 + (1-\Omega_M-\Omega_\Lambda)(1+z)^2 + \Omega_\Lambda\right]. && \text{(A.3)} \end{aligned}$$

En différentiant l'équation A.2 par rapport à t au premier et au second ordre on obtient :

$$\begin{cases} 2H\dot{H} = H_0^2\left(-3\frac{\Omega_M}{a^3} - 2\frac{1-\Omega_M-\Omega_\Lambda}{a^2}\right)H. \\ et \\ \ddot{H} = H_0^2\left(9\frac{\Omega_M}{2a^3} + 2\frac{1-\Omega_M-\Omega_\Lambda}{a^2}\right)H. \end{cases} \tag{A.4}$$

où $\dot{H} \equiv \partial H/\partial t$. Le paramètre de Hubble H satisfait donc l'équation différentielle :

$$\ddot{H} + 2H\dot{H} = H_0^2 H\frac{3\Omega_M}{2a^3} = 4\pi G\bar{\rho}H. \tag{A.5}$$

Cette équation coïncide avec celle des perturbations linéaires δ_k. On obtient alors la solution pour le mode croissant, $D_g(t) \equiv \delta_+$ en soustrayant l'équation A.1 à l'équation A.4 :

$$a^2\frac{d}{dt}(\dot{D}H - D\dot{H}) + \frac{da^2}{dt}(\dot{D}H - D\dot{H}) = \frac{d}{dt}\left[a^2H^2\frac{d}{dt}\left(\frac{D}{H}\right)\right] = 0, \tag{A.6}$$

D'où l'on déduit l'expression formelle pour le mode croissant :

$$\begin{cases} D(t) \propto H(t) \int \frac{dt}{a^2 H^2(t)} \\ ou \\ D(z) = \frac{5\Omega_M H_0^2}{2} H(z) \int_z^\infty \frac{1+z'}{H^3(z')} dz', \end{cases}$$

où le facteur numérique est choisit de manière à reproduire le comportement limite en $z \to \infty$: $D(z) \to 1/(1+z)$ for $z \to \infty$.

Les expressions du facteur de croissance pour différents jeux de paramètres cosmologique sont fournies en annexe 2.

A.2 Détails des formules utilisées dans les modélisations (adapté de Henry (2000, 2004) [97] [98])

Je ne reprends ici que les expressions qui s'avèrent utiles au travail que j'ai présenté. Je présente donc les expressions du facteur de croissance des fluctuations $D(\Omega_M,z)$, la distance de luminosité $D_L(\Omega_M,z)$, le volume comouvant $V(\Omega_M,z)$ correspondant à un angle solide $d\Omega$, le seuil de densité critique $\delta_c(\Omega_M,z)$ pour qu'une surdensité s'effondre au redshift z et le contraste de densité des structures $\Delta(\Omega_M,z)$ (rapport de la densité de la structure qui s'effondre à z à la densité moyenne de l'univers). La plupart de ces équations sont issues de Peebles, 1980 [166]

A.2.1 Cas d'univers "critique" : $\Omega_M = 1$

$$D_g(1,z) = \frac{1}{1+z} \tag{A.7}$$

$$D_L(1,z) = \frac{2c}{H_0}(1+z+sqrt1+z) \tag{A.8}$$

$$\frac{d^2V(1,z)}{dzd\Omega} = 4\left(\frac{c}{H_0}\right)^3 \frac{2+z-2sqrt1+z}{(1+z)^{5/2}} \tag{A.9}$$

$$\delta_c(1,z) = \frac{3(12\pi)^{2/3}}{20} \simeq 1.686 \tag{A.10}$$

$$\Delta(1,z) = 18\pi^2 \simeq 177.7 \tag{A.11}$$

A.2.2 Cas d'univers "ouvert" : $\Omega_M < 1$, $\Omega_\Lambda = 0$

Posons d'abord les relations :

$$\begin{cases} X \equiv 2\frac{\Omega_M^{-1}-1}{1+z} \\ et \\ \Omega(z) = \frac{2}{2+X} \end{cases} \tag{A.12}$$

$$D_g(\Omega_M,z) = \frac{5}{2X_0}\left[1 + \frac{6}{X} - \frac{3\sqrt{2+X}ln\left((1+x)+\sqrt{x^2+2X}\right)}{x^{3/2}}\right] \tag{A.13}$$

$$D_L(\Omega_M,z) = \frac{2c}{H_0\Omega_M^2}\left[\Omega_M z + (2-\Omega_M)(1-\sqrt{1+\Omega_M z}\right] \quad (A.14)$$

$$\frac{d^2V(\Omega_M,z)}{dzd\Omega} = 4(\frac{c}{H_0})^3\frac{\left[\Omega_M z + (2-\Omega_M)(1-\sqrt{1+\Omega_M z}\right]^2}{\Omega_M^4(1+z)^3\sqrt{1+\Omega_M z}} \quad (A.15)$$

$$\delta_c(\Omega_M,z) = \frac{3}{2}\left[1+(2\pi)^{2/3}\left(\sqrt{X^2+2X}-ln\left((1+X)+\sqrt{X^2+2X}\right)\right)^{-2/3}\right] \left[1+\frac{6}{X}-\frac{3\sqrt{2+X}ln\left((1+X)+\sqrt{X^2+2X}\right)}{X^{3/2}}\right] \quad (A.16)$$

$$\Delta(\Omega_M,z) = \frac{(2\pi)^2X^3}{\left(\sqrt{X^2+2X}-ln\left((1+X)+\sqrt{X^2+2X}\right)\right)^2} \quad (A.17)$$

A.2.3 Cas d'univers "plat" : $\Omega_M < 1$, $\Omega_\Lambda = 1-\Omega_M$

Posons d'abord les relations :

$$\begin{cases} X \equiv \frac{(\Omega_M^{-1}-1)^{1/3}}{1+z} \\ et \\ \Omega(z) = \frac{1}{1+X^3} \end{cases} \quad (A.18)$$

$$D_g(\Omega_M,z) = \frac{X}{X_0}\sqrt{1+X^3}\int_0^1(1+X^3Y^{6/5})^{-3/2}dY \quad (A.19)$$

$$D_L(\Omega_M,z) = \frac{c(1+z)}{H_0}\int_0^z\frac{dY}{\sqrt{\Omega_M(1+Y)^3+(1-\Omega_M}} \quad (A.20)$$

$$\frac{d^2V(\Omega_M,z)}{dzd\Omega} = 4(\frac{c}{H_0})^3\frac{1}{\sqrt{\Omega_M(1+z)^3+(1-\Omega_M}}\left[\int_0^z\frac{dY}{\sqrt{\Omega_M(1+Y)^3+(1-\Omega_M}}\right]^2 \quad (A.21)$$

$$\delta_c(\Omega_M,z) = \frac{3(12\pi)^{2/3}}{20}\left[1-0.0123log(1+X^3)\right] \quad (A.22)$$

$$\Delta(\Omega_M,z) = 18\pi^2(1+0.4093x^{2.71572}) \quad (A.23)$$

A.2.4 Cas général

Posons d'abord les relations :

$$\begin{cases} X_\Lambda \equiv \left(\frac{(\Omega_{\Lambda 0}}{\Omega_{M0}}\right)^{1/3}\frac{1}{1+z} \\ X_k \equiv \left(\frac{1-\Omega_{M0}-\Omega_{\Lambda 0}}{\Omega_{M0}}\right)\frac{1}{1+z} \equiv \left(\frac{\Omega_{k0}}{\Omega_{M0}}\right)\frac{1}{1+z} \\ \Omega_M(z) = \frac{1}{1+X_k+X_\Lambda^3} \\ \Omega_\Lambda(z) = \frac{X_\Lambda^3}{1+X_k+X_\Lambda^3} \\ \Omega_k(z) = \frac{X_k}{1+X_k+X_\Lambda^3} \end{cases} \quad (A.24)$$

$$D_g(\Omega_{M0},\Omega_{\Lambda 0},z) = \frac{X_\Lambda}{X_{\Lambda 0}}\sqrt{1+X_k^3+X_\Lambda^3}\int_0^1(1+X_k^3Y^{2/5}+X_\Lambda^3Y^{6/5})^{-3/2}dY \quad (A.25)$$

			j		
i	0	1	2	3	4
0	546.67	-137.83	94.083	-204.68	111.51
1	-1745.6	627.22	-1175.2	2445.7	-1341.7
2	3928.8	-1519.3	4015.8	-8415.3	4642.1
3	-4384.8	1748.7	65362.1	11257.	-6218.2
4	1842.3	-765.53	2507.7	-5210.7	2867.5

TAB. A.1 – C_{ij}

$$D_L(\Omega_{M0},\Omega_{\Lambda 0},z) = \frac{c(1+z)}{H_0(\sqrt{\Omega_{k0}}} \int_0^z \sqrt{\Omega_{k0}} \left[\Omega_{M0}(1+Y)^3 + \Omega_{k0} + \Omega_{\Lambda 0}\right]^{-1/2} dY \text{ (pour } \Omega_{k0} > 0) \quad (A.26)$$

$$D_L(\Omega_{M0},\Omega_{\Lambda 0},z) = \frac{c(1+z)}{H_0} \int_0^z \left[\Omega_{M0}(1+Y)^3 + \Omega_{\Lambda 0}\right]^{-1/2} dY \text{ (pour } \Omega_{k0} = 0) \quad (A.27)$$

$$D_L(\Omega_{M0},\Omega_{\Lambda 0},z) = \frac{c(1+z)}{H_0}(\sqrt{-\Omega_{k0}} \int_0^z \sqrt{-\Omega_{k0}} \left[\Omega_{M0}(1+Y)^3 + \Omega_{k0} + \Omega_{\Lambda 0}\right]^{-1/2} dY \ (\Omega_{k0} < 0) \quad (A.28)$$

(A.29)

$$\frac{d^2V(\Omega_M 0,\Omega_{\Lambda 0},z)}{dz d\Omega} = \frac{c}{H_0} \frac{D_L^2(\Omega_M 0,\Omega_{\Lambda 0},z)}{(1+z)^2\sqrt{\Omega_{M0}(1+z)^3} + (\Omega_{k0}(1+z)^2 + \Omega_{\Lambda 0}} \quad (A.30)$$

(A.31)

$$\delta_c(\Omega_M,z) \sim 1.686 \quad (A.32)$$

$$\Delta(\Omega_M,\Omega_\Lambda,z) = \sum_{i,j=0}^{4} C_{ij}(\Omega_M(z) - 0.2)^i \Omega_\Lambda(z)^j \quad (A.33)$$

où les C_{ij} sont reportés dans le tableau A.1 (valable pour 0.2$<\Omega<$ 1.1 et 0 $<\Omega_\Lambda<$1 (Pierpaoli et al, 2001 [175]).

Annexe B

Cas particuliers de l'échantillon local

B.1 Cas particuliers dans l'études de l'échantillon d'amas locaux

- **A970 : Cet amas présente des mesures de flux très disparates selon les auteurs et l'instrument utilisé. J'ai donc choisi la mesure la plus récente (Lima Neto et al. 2003 [126]). Celle-ci utilise des données du satellite X BeppoSax et obtient une mesure de température par ajustement spectral. La valeur du flux précédemment publiée (Ebeling et al. 1996 [62] [63]) est environ 3 fois plus faible que cette dernière; elle était tirée d'observation du satellite ROSAT. Cet amas apparaît donc dans notre échantillon.**
- **A133 Des mesures récentes du flux de cet amas le place sous la limite de sélection de notre échantillon (Cruddace et al. 2002 [50]). Or la mesure du flux par Ebeling et al. 1996 fournit un flux légèrement supérieur à la limite de sélection. Je privilégie ici encore les mesures les plus récentes**
  Les amas suivants sont ceux pour lesquels la base de données BAX ne fournit pas de mesure de température.
- **MS2316.3-4222=AS1111 Cet amas, étudié dans Gioia 1994 [89], est particulièrement proche et la mesure de son flux par le satellite Einstein est très incertaine.**
- **SCO417-558 A partir du flux et de la luminosité mesurés pour cet amas on peut estimer la température correspondante, celle-ci est inférieure à 1 keV ce qui est en dessous du seuil fixé.**
- **ABELL3574 Les mesures optiques des dispersions des vitesses des galaxies de cette amas ($\sigma = 491^{73}_{41}$) permettent d'estimer la température du gaz à environ 1 keV, en dessous du seuil.**
- **ABELL1459, ABELL1898, ABELL2235 La luminosité X de ces amas est largement dominée par la galaxie centrale, ce qui complique la mesure des propiétés globales de l'amas. Ces amas ne sont étudiés que dans un article, Kowalski et al. 1984 et n'apparissent plus dans aucun publications postérieures.**

Il semble donc que les mesures disponibles dans la littérature des propiétés des amas locaux permettent de construire un échantillon sélectionné en flux de manière satisfaisante avec un minimum de bias dans la selection puisque les amas

ne disposant pas de mesure de température directe ne remplissent de toute faç on pas les autres critères.

Annexe C

Publications

Revues à comité de lecture

- **D. H.Lumb, J.Bartlett, A.K.Romer, A.Blanchard, D.J.Burke, C.A.Collins, R.C.Nichol, M.Giard, P.Marty, J.Nevalainen, R.Sadat, S. C. Vauclair : "The XMM–NEWTON Omega Project: I. The X-ray Luminosity - Temperature Relation at z>0.4", A&A, 420, 853, 2004.**
- **S.C. Vauclair, A.Blanchard and the "XMM-Newton Ω-Project collaboration", "The XMM-Newton Ω-Project II. Cosmological implications from the high redshift $L-T$ relation of X-ray clusters", A&A, 412, L37-41, 2003.**
- **R.Sadat, A.Blanchard,S.C. Vauclair and the "XMM-Newton Ω-Project collaboration", "The XMM-Newton Ω-Project III. Gas mass fraction shape in high redshift clusters", soumis à A&A.**
- **S.C. Vauclair, A.Blanchard "Cosmological implications from the high redshift $L-T$ relation of X-ray clusters", en préparation.**

Comptes rendus de colloques

- **S.C. Vauclair, A. Blanchard, Cosmological constraints from the redshift distribution of galaxies clusters, *JENAM 2002 worshop*, Porto, Portugal, 2002, Astrophysics and Space Science, v. 290, Issue 1, p. 205-213 (2004), édité par Domingos Barbosa, Antonio Da Silva et Ana Mourao.**
- **S.C. Vauclair, A.Blanchard and the "XMM-Newton Ω" collaboration : "XMM-Omega project : cosmological implication from the high-z L-T relation of X-ray clusters", *Muliwavelenght Cosmology Conférence*, Mykonos, Grèce, 2003, `astro-ph/0311626`.**
- **S.C. Vauclair, A.Blanchard and the "XMM-Newton Ω" collaboration : "XMM-Omega project : cosmological implication from the high-z L-T relation of X-ray clusters" *EPIC Consortium Meeting*, Palerme, Italie, Memorie della Societa Astronomica Italiana, v.75, p.540 (2004).**
- **S.C. Vauclair and the "XMM-Newton Ω" collaboration : "XMM-Newton Ω project : cosmological implication from the high-z L-T relation of X-ray clusters" *"Constraining Dark Energy with X-Rays Clusters Meeting"*, Greenbelt, USA, 2004.**

- **S.C. Vauclair and the "XMM-Newton Ω" collaboration : "The XMM-Newton Ω project : First results", *"Exploring the universe"*, Rencontres de Moriond, La Thuile, Italie, 2004.**
- **A. Blanchard, S.C. Vauclair and the "XMM-Newton Ω" collaboration : "Cosmology with XMM SHARC clusters", *Muliwavelenght Cosmology Conférence*, Mykonos, Grèce, ASSL, 259, 2003.**
- **A. Blanchard, S.C. Vauclair, R. Sadat and the "XMM-Newton Ω" collaboration : "XMM observations of high redshift X-ray clusters and cosmological implications", *"Dark Matter 2004"*, Los Angeles, 2004**

Communiqués de presse

- **"Does Vacuum Energy Really Dominate The Cosmos ?", A. Blanchard, S.C. Vauclair *CNES/OMP Press Release 11/2003*,**
- **"Has ESA's XMM-Newton cast doubt over Dark Energy?", A. Blanchard, S.C. Vauclair *ESA Press Release 12/2003*,** `http://bax.ast.obs-mip.fr/XMM.html`

Articles de presse

- **New York Times 20 Février 2004**
- **La Recherche, Février 2004, n 372**
- **Ciel et Espace, Décembre 2003 et Février 2004**
- **The Economist, Février 2004**
- **Sites internet : Liberation.fr, SpaceNews.com, etc...**

A&A manuscript no.
(will be inserted by hand later)

Your thesaurus codes are:
missing; you have not inserted them

ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS

August 14, 2003

The XMM-Ω project : II. Cosmological implications from the high redshift $L-T$ relation of X-ray clusters

S.C. Vauclair[1], A. Blanchard[1], R. Sadat[1], J. Bartlett[2,7], J.-P. Bernard[3], M.Boer[3], M. Giard[3], D. H. Lumb[4], P. Marty[5], J. Nevalainen[6], and J.-L. Puget[5]

[1] Laboratoire d'astrophysique de l'observatoire Midi-Pyrénées, CNRS, UMR 5572, UPS, 14, Av. E. Belin, 31 400 Toulouse, France
[2] APC, université Denis Diderot, Paris VII 75 005 Paris, France
[3] Centre d'étude spatiale des rayonnements, OMP, UPS, 9, Av. du Colonel Roche, BP4346, 31 028 Toulouse, France
[4] Advanced Concepts and Science Payloads Office, European Space Agency, ESTEC, 2200AG Noordwijk, Netherlands
[5] Institut d'astrophysique spatiale, université Paris-sud, 91 405 Orsay cedex, France
[6] Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA02138, USA
[7] Observatoire astronomique de Strasbourg, CDS, ULP, 11, rue de l'université 67 000 Strasbourg, , France

Received _____ ; accepted _____

Abstract. The evolution of the temperature-luminosity relation of X-ray galaxy clusters at high redshift is a key ingredient to break degeneracies in the interpretation of X-ray clusters redshift number counts. We therefore take advantage of the recent measurements of the temperature-luminosity relation of distant clusters observed with XMM-Newton satellite to examine theoretical number counts expected for different available X-rays clusters samples, namely the RDCS, EMSS, SHARC, 160 deg^2 and the MACS at redshift greater than 0.3. We derive these counts without any adjustment, using models previously normalized to the local ($z \sim 0.05$) temperature distribution function (TDF) and to the high-z ($z \sim 0.33$) TDF. We find that these models having Ω_M in the range [0.7-0.9] predict counts in remarkable agreement with the observed counts in the different samples, a strong indication that they provide a consistent picture of an evolving population. A realistic flat low density model ($\Omega_M = 0.3$), normalized to the local abundance of clusters is found to overproduce clusters abundance at high redshift (above $z \sim .5$) by nearly an order of magnitude. We illustrate that this conclusion is weakly sensitive to the various ingredients of the modeling. This result is in conflict with the popular concordance model. However this conclusion could be alleviated if the redshift evolution of the $M-T$ relation does not follow the standard scaling commonly used.

1. Introduction

The evolution of the temperature distribution function (TDF) of X-ray clusters is known to be a powerful cosmological test of the density parameter of the Universe (Oukbir and Blanchard, 1992). Indeed, the evolution with redshift of the mass function, on cluster scales, once normalized to present day, appears to be a robust cosmological test, with an exponential sensitivity to Ω_M through the gravitational growth rate of perturbations (Blanchard and Bartlett, 1998). The high sensitivity of this test has allowed its first direct application from a sample of ten clusters at redshift 0.3 with measured temperature (Henry, 1997; note that the revised sample comprises only 9 clusters). However, several authors have inferred somewhat different values from this single sample (Eke et al., 1998; Viana and Liddle, 1999; Blanchard et al. 2000, hereafter B00). This might not be so surprising given the small size of the sample as well as the limited range of redshift. An alternative approach to track the evolution of the abundance of clusters is from their redshift distribution in X-ray samples for which the selection function is known. This procedure, reducing the time telescope investment has been applied to the EMSS sample (Oukbir and Blanchard, 1997; Reichart et al., 1999) and to the RDCS sample (Borgani et al., 1999; Borgani et al., 2001) but the conclusion on Ω_M depends on the possible evolution of the $L-T$ relation (Sadat et al., 1998, hereafter SBO98; Borgani et al., 1999). The various ingredients used in this modeling were not necessary accurately known, most noticeably the temperature mass ($T-M$) relation and the luminosity–temperature ($L-T$) relation and its possible evolution with redshift. Therefore doubts have been raised up on the applicability of this test given these uncertainties (Colafrancesco et al., 1997; Rosati, Borgani and Norman, 2002).

The XMM-Ω project was conducted in order to provide an accurate estimation of the possible evolution of the luminosity–temperature relation at high redshift for

Send offprint requests to: S.C.Vauclair
Correspondence to: sebvcr@ast.obs-mip.fr

T_{15} (keV)	Ω_M	σ_8	Γ	Cosmological model and ingredients
4	0.3	0.86	0.2	B: Low Ω_M+BN98+SMT
6.5	0.3	0.64	0.14	B: Low Ω_M+M98+SMT
4	0.88	0.525	0.1	A: best model+BN98+SMT
6.5	0.7	0.45	0.08	A: best model+M98+SMT

Table 1. Models and parameters used in the number counts calculations

clusters of medium range luminosity which constitute the bulk of X-ray selected samples, allowing to remove a major source of degeneracy in the determination of Ω_M (Bartlett et al., 2001). To better maintain control on the resulting $L-T$ it is clearly preferable to use clusters homogeneously obtained from X-ray selected samples. In this respect, the choice of the SHARC surveys in the XMM-Ω project provides several advantages: large angular coverage with the Bright SHARC (Nichol et al., 1999, Romer et al., 2000), deepness of the sample with the South SHARC (Burke at al, 1997, Collins et al., 1997), still keeping the number of clusters to a realistic size for comprehensive X-ray investigations.

The purpose of this letter is to examine the expected number counts in comparison with the observed counts in two different cosmological models, namely a concordance model and a high matter density flat universe, and to examine the amplitude of the major sources of uncertainties: the statistical dispersion on the value of σ_8 from the finite local sample, the systematic uncertainties in the $M-T$ relation and the $L-T$ relation at high redshift. In this modeling we take advantage of the accurate knowledge of the $L-T$ relation provided by the first results from the XMM-Ω project (Lumb et al., 2003, hereafter L03) and from recent Chandra measurements of distant clusters (Vikhlinin et al. 2002).

2. Modeling the temperature distribution function and number counts

Although a full likelihood is possible in order to determine the best parameters and their final uncertainty taking into account all the possible sources of uncertainties, we find enlighting to illustrate the differences in the counts predicted in the two following specific models: the first model (hereafter model A) is the best-fit flat model obtain as in B00 by fitting the local TDF and the high redshift TDF from the Henry (1997) sample, assuming a Γ CDM–like spectrum. The second model (hereafter model B) we use is the so-called concordance model i.e. a flat Λ CDM model with $\Omega_M = 0.3$, in agreement with the recent WMAP results (Spergel et al., 2003). In this model, only the local TDF was then fitted. The parameters used are summarized in Table 1. The samples we used for comparison are EMSS (Gioia et al. 1990; Henry et al., 1992), RDCS (Borgani et al., 1999, 2001), 160deg^2 (Vikhlinin et al., 1998, 2002), Bright SHARC (Nichol et al., 1999, Romer et al., 2000) and MACS (Ebeling et al., 2001) for which the selection criteria are believed to be well known. These catalogs provide us with a sample of 274 (non necessarily independent) clusters at a redshift between 0.3 and about 1 and luminosities between 10^{43} and 10^{45} solar luminosity.

In our modeling we follow a procedure close to the one used by Oukbir and Blanchard (1997), Reichart et al. (1999) and Borgani et al. (1999). In the first step, models are normalized using the local temperature distribution function, which requests two fundamental ingredients: the mass function and the $M-T$ relation, assumed to follow a standard scaling law (Kaiser, 1986). Intensive numerical simulations have allowed to provide accurate analytical fits to the mass function (Sheth, Mo and Tormen, 2001, hereafter SMT; Jenkins et al., 2001; White, 2002). Here we use the expression from SMT:

$$N(m) = \sqrt{\frac{2A}{\pi}} C \exp(-0.5 A \nu^2)(1. + (A\nu)^2)^Q) \qquad (1)$$

with $A = 0.707$, $C = 0.3222$ and $Q = 0.3$.

2.1. The $M-T$ relation

It has been shown that the normalization of the $M-T$ relation based on numerical simulations is significantly different from the normalization inferred from hydrostatic equation (Roussel et al., 2000). In this work we use two different normalizations so as to cover the whole range of possibilities: we use on one side the calibration based on the numerical simulations of Bryan and Norman (1998, BN98 hereafter) and on the other side we use a $M-T$ relation derived from the hydrostatic equation (Markevitch 1998, M98 hereafter) which produces a lower normalization of the matter power spectrum σ_8 (Seljak 2002; Reiprich & Böhringer, 2002). The $M-T$ relation is written to be:

$$T = T_{15}(\Omega_M \Delta(z, \Omega_M)/178)^{1/3} M_{15}^{2/3}(1+z) \qquad (2)$$

where $\Delta(z, \Omega_M)$ is the contrast density with respect to the density of the Universe for virialized objects (hereafter h=0.5). BN98 found $T_{15} \sim 3.8$ keV, while M98 concluded to a higher normalization : $T_{15} \sim 6.5$ keV.

The mass function can then be normalized from the observed temperature distribution (a possible dispersion of 15% is included as done in B00). The availability of bright ROSAT clusters samples has allowed reasonably accurate estimations of the local TDF (M98; B00; Pierpaoli et al., 2001; Ikebe et al., 2002; Novicki et al., 2002), even if the agreement is partly due to the fact that the samples used in these previous works contain nearly the same clusters.

In the present work, we use the local TDF based on an updated version of the local X-ray clusters sample used in B00 in which clusters were selected with $f_x > 2.2\,10^{-11}$ erg/s/cm^2 in the ROSAT [0.1-2.4] keV and $|b_{\rm II}| > 20^o$.

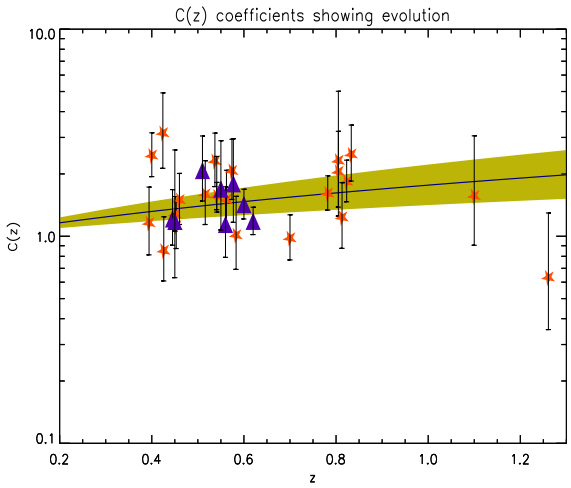


Fig. 1. XMM and Chandra measurements of the evolution of clusters $L-T$ relation expressed by the $C(z)$ coefficient (Eq. 3). Stars are Chandra data while triangles are our XMM data and error bars are derived from the 1σ error on the temperature measurement. Grey area represents the 1σ error on the $C(z)$ fit.

This new temperature distribution function is essentially indistinguishable from B00.

2.2. Evolution of the $L-T$ relation

In a second step we use the $L-T$ relation and its evolution. The local $L-T$ relation $L_{bol} = AT^B$ is estimated from the sample described above (Vauclair et al. 2003 in preparation). We obtained $A = 0.0625$ erg/s assuming $B = 3.$ (for $\Omega_0 = 1$, $h = 0.5$). We then estimated the evolution of this relation using our XMM data of high-z clusters obtained in the XMM-Ω project (L03). Following SBO98 we compute for each cluster:

$$C(z) = \frac{L}{AT^B} \frac{D_l(\Omega_M = 1, z)^2}{D_l(\Omega_M, z)^2} \tag{3}$$

and fit these $C(z)$ by a power-law evolution law:

$$C(z) = (1+z)^\beta \tag{4}$$

the best-fit parameter $\beta = 0.82 \pm 0.35$ was obtain by a standard χ^2 fitting (See figure 1) in good agreement with what was found previously (SBO98) and fully consistent with the Chandra results (Vikhlinin et al., 2002).

2.3. Number counts

In order to compute number counts, one can notice that the observations actually provide z and f_x (rather than the actual L_x and T_x), therefore one has to compute the following:

$$\begin{aligned} N(>f_x, z, \Delta z) &= \int_{z-\Delta z}^{z+\Delta z} \frac{\partial N}{\partial z}(L_x > 4\pi D_l^2 f_x) dz \\ &= \int_{z-\Delta z}^{z+\Delta z} N(>T(z)) dV(z) \\ &= \int_{z-\Delta z}^{z+\Delta z} \int_{M(z)}^{+\infty} N(M,z) dM dV(z) \end{aligned} \tag{5}$$

where $T(z)$ is the temperature threshold corresponding to the flux f_x as given by the observations, being therefore independent of the cosmological model (no dispersion is assumed, but it can be implemented easily). We then compute the theoretical number counts in redshift bins $\Delta z = 0.1$ for the various clusters samples mentioned above. Our knowledge of the local TDF at temperatures below 2 keV, even through the luminosity function, being limited, we have excluded from the faint ROSAT samples number counts at redshift smaller than $z = 0.3$. In addition at $z < 0.3$ clusters become significantly more extended than the detection cell in the EMSS sample, and are not considered as reliable in MACS, a further reason for restricting our comparison to higher redshifts.

2.4. Comparison with observations

The final number counts for the different samples are presented in figure 2 for models A and B. As one can see the predicted counts in model A are in remarkable agreement with the observed number counts given the fact that no adjustment was performed, while the predicted number counts in the concordance model reveals a strong disagreement with the data. The overproduction of clusters at high redshift is impressively large, reaching a factor of nearly ten at redshift greater than 0.5. Two factors are responsible for this difference: the primary effect comes from the evolution in the number of clusters which is quite different in the two models and the second effect comes from the increase of the volume element in the Λ dominated universe. The uncertainties in the value of σ_8, in the $L-T$ relation and in the $M-T$ relation represent similar uncertainties in the predicted counts, in the range of 30% to 70 %, but are far below the difference between the two models which is between 5 and 10. We also checked that changing the slope and the normalization of the local $L-T$ does not affect our results. One may worry whether the selection procedure of the samples has introduced more bias than usually assumed. A systematic bias in the flux of the order of 2 to 3 for the different surveys would eliminate most of the discrepancy between the predictions of concordance model and the observed counts. Such a possibility seems very unlikely: different flux intercomparisons exist, including those of L03 between ROSAT SHARC and XMM fluxes and those of Vikhlinin et al. (2003) between ROSAT and Chandra fluxes, and do not provide any evidence for such a large bias.

3. Discussion

As we have seen a model which is normalized to the local as well as to the high redshift TDF, reproduces impressively well the redshift distribution of all the surveys we

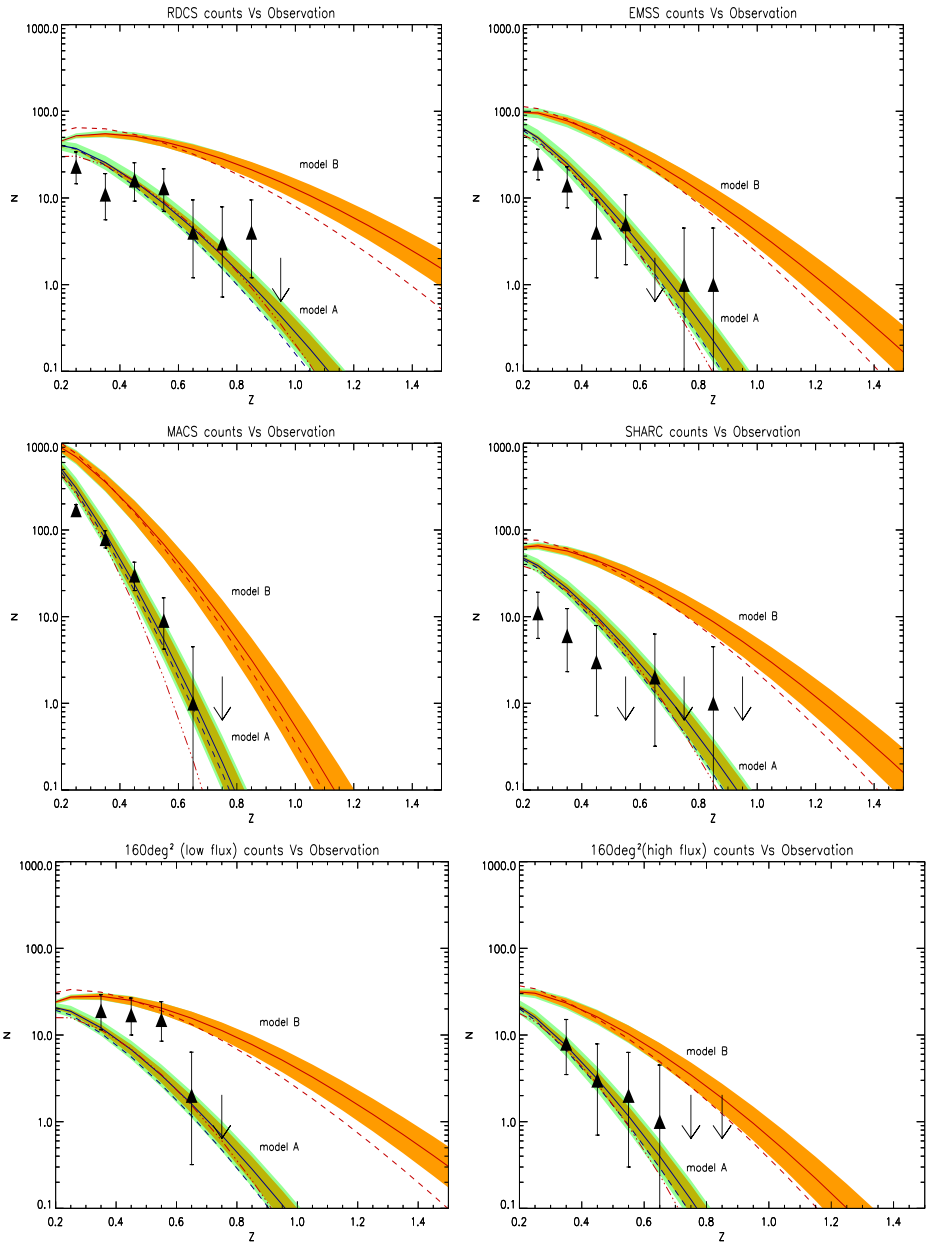


Fig. 2. Theoretical number counts in bins of redshift ($\Delta z = 0.1$) for the different surveys: RDCS, EMSS, SHARC, MACS and 160deg^2. Observed numbers are triangles with 95% confidence interval on the density assuming poissonian statistics (arrows are 95% upper limits). For the 160deg^2 survey we have examined separately the counts for the brightest part (160deg^2(high flux) corresponding to fluxes $f_x > 2\,10^{-13}$ erg/s/cm^2) and the fainter part (160deg^2(low flux) corresponding to fluxes $f_x < 2\,10^{-13}$ erg/s/cm^2). The upper (red) curves are the predictions in the concordance model (model B). The lower (blue) curves are for model A (see table 1.). Different $M-T$ are figured: the dashed lines correspond to $T_{15} = 6.5$keV (M98 $M-T$) while the continuous lines are for $T_{15} = 4.$keV, corresponding to virial mass nearly twice larger, close to BN98 normalization. The dark grey area is the uncertainty range from our estimates on the uncertainty in the evolution of the temperature luminosity relation while the light grey area is the uncertainty on number counts due to the dispersion on σ_8. The 3-dotted-dashed lines show the predicted counts using M-T from Eq. 6 violating the standard scaling with redshift.

have investigated, without any adjustment and with little uncertainties arising from the modeling. This is a very strong indication that all the different samples of clusters (namely the Henry sample, the RDCS, the EMSS, the Bright SHARC, the 160deg^2 and the MACS sample) draw the same picture, consistently pointing out towards the fact that the cluster abundance is significantly evolving with redshift, perhaps closing a long term controversy

Authors	Ω_M	Samples used
Reichart et al. 1999	0.96±.3	EMSS
Sadat et al. 1998	0.85±.2	EMSS
Borgani et al. 1999	$\Omega_M = (\beta + 2)/3 \pm 1/3$	RDCS
This work	0.7–0.88	all available

Table 2. Comparison of Ω_M obtained here with other works using similar approaches. β is the exponent in Eq. 4.

on this question (Henry et al., 1992). Furthermore, in standard hierarchical picture of structure formation such evolution points towards a high matter density universe with Ω_M in the range [0.7-0.9], the precise value depending on the $M-T$ normalization. This conclusion is clearly conflicting with the currently popular concordance model. However, it should be emphasized that this is entirely consistent with *all previous existing analyzes* performed on the redshift distribution of X-ray selected samples of clusters performed with the same methodology: our conclusion corroborates previous analyzes of the EMSS clusters redshift distribution (Oukbir and Blanchard, 1997; SBO98, Reichart et al., 1999) as well as the RDCS distribution for models normalized to the present-day X-ray clusters abundance. Indeed, from Eq. (14) in Borgani et al. (1999), we derive $\Omega_M \sim 0.94$ from our $\beta \sim 0.82$. Note that high Ω_M models are also consistent with WMAP (Blanchard et al., 2003). A possible loophole could be a large systematic bias flux, but we have argued that this seems very unlikely. An other possibility would be that the scaling in the redshift of the $M-T$ relation (Eq. 1) is completely wrong, violating the basic scaling scheme. Voit (2000) has investigated such a possibility, but concluded to a rather moderate effect. In Fig. 2, we have plotted the predicted counts in a concordance model, assuming

$$T = T_{15}(\Omega_M \Delta(z, \Omega_M)/178)^{1/3} M_{15}^{2/3} \quad (6)$$

instead of Eq. 2. As one can see that such a modification may reestablish agreement of the concordance model with observations. Indeed, it is well known that the $L-T$ relation cannot be explained from simple scaling arguments. One may therefore argue that the redshift evolution of the $M-T$ relation may suffer from more dramatic effect than usually assumed, although – to our knowledge– such a possibility has never been advocated and it is probably not obvious to find physical motivation leading to gas thermal energy in distant clusters ($z \sim 1$) to be reduced by a factor of two compared to clusters in the local universe. We therefore conclude that the redshift distributions of present–day available X-ray clusters surveys, as well as the recent results on the $L-T$ relation of high redshift clusters, favor a high matter density universe unless the standard paradigm on clusters gas physics has to be deeply revised.

4. Acknowledgment

The authors would like to thank M.Arnaud, J. Peebles and K. Romer for fruitful comments during the preparation of this work. This research has made use of the Clusters Database BAX which is operated by the LAOMP under contract with the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES).

References

Bartlett, J. et al., 2001, proceedings of the XXI rencontre de Moriond, astro-ph/0106098
Blanchard, A., Sadat, R., Bartlett, J. & Le Dour, M. 2000, A&A 362, 809
Blanchard, A., Douspis, M., Rowan-Robinson, M., Sarkar, S. 2003, A&A in press, astro-ph/0304237
Borgani, S. et al. 1999, ApJ, 517, 40
Borgani, S. et al. 2001, ApJ, 561, 13
Bryan, G.L. & Norman, M.L. 1998, ApJ 495, 80
Burke, D.J., Collins, C.A., Sharples, R.M. et al. 1997, ApJ, 488, L83
Colafrancesco, S., Mazzotta, P. & Vittorio, N. 1997, ApJ, 488, 566
Collins,C.A., Burke,D.J., Romer, A.K. et al. 1997, ApJ, 479, L117
Ebeling, H., Edge, A.C., Henry, J.P. 2001, ApJ, 553, 668
Eke, V.R., Cole, S., Frenk, C. & Henry, P.J, 1998, MNRAS 298, 1145
Gioia, I.M., Maccacaro,T., Schild, R.E. 1990 ApJS, 72, 567
Ikebe, Y., Reiprich, T. H., Böhringer, H., Tanaka, Y., Kitayama, T. 2002, A&A, 383,773
Henry et al., 1992, ApJ 386, 408
Henry, J. P. 1997, ApJ 489, L1
Henry, J. P. 2000 ApJ., 534, 565
Ikebe, U. et al., 2002, A&A, 383, 773
Jenkins, A. et al. 2001, MNRAS, 321, 372
Kaiser, N. 1986, MNRAS 222, 323
Lumb, D. et al., 2003, A&A, in preparation.
Markevitch, A. 1998, ApJ, 504, 27
Nichol, R.C., Romer, A.K., Holden, B.P. et al. 1999, ApJ., 521, L21
Novicki, M.C. et al., 2002, AJ, 124, 2413
Oukbir, J. & Blanchard, A. 1992, A&A 262, L21
Oukbir, J. & Blanchard, A. 1997, A&A 317, 10
Pierpaoli, E., Scott, D., & White, M. 2001, MNRAS, 325, 77
Reichart, D. E., Nichol, R. C., Castander, F. J., et al. 1999, ApJ, 518, 521
Reiprich, T.H., Böhringer, H., 2002, ApJ. 567, 716
Rosati, P., Borgani, S., & Norman, C. 2002, ARAA, 40, 539
Romer, A. K., Nichol, R. C., Holden, B. P. et al. 2000, ApJS, 126, 209
Roussel, H., Sadat, R. & Blanchard, A. 2000, A&A 361, 429
Sadat, R. et al. 2003, in preparation
Sadat, R., Blanchard, A. & Oukbir, J. 1998, A&A 329, 21
Seljak, U. 2002, MNRAS, 337, 769
Sheth, R. K., Mo, H. J., Tormen, G. 2001, MNRAS, 323 1
Spergel, D. N. et al. 2003, astro-ph/0302209
Vauclair, S. et al., 2003, in preparation.
Viana, T. P. & Liddle, A. R. 1999, MNRAS, 303, 535
Vikhlinin, A. et al., 1998, ApJ, 502, 558
Vikhlinin, A. et al., 2002, ApJL, 578, 107
Voit, M. 2000, ApJ, 543, 113
White, M. 2002, ApJS, 143, 241

Table des figures

1.1 **Diagramme de Hubble : loi d'expansion du facteur d'échelle de l'Univers en fonction du modèle cosmologique [120].** 8

1.2 **Distance angulaire, distance lumineuse et volume comouvant en fonction du redshift pour les cas d'un Univers "critique" ($\Omega_M = 1$) et pour le modèle de "concordance" (Λ-CDM, Ω_M=0.3** 11

1.3 **Densité de matière baryonique à partir des abondances primordiales des éléments légers [215]** 13

1.4 **Facteur de croissance des perturbations pour différents modèles d'Univers : critique (Ω_M=1, trait plein), ouvert ($\Omega_M < 1$, $\Omega_\Lambda = 0$, trait point-pointillés) et plat avec constante cosmologique ($\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_M$, trait pointillés)** 20

1.5 **Spectre de puissance des fluctuations de densité obtenu pour différents modèles. La courbe pointillée correspond au spectre de puissance standard CDM en bon accord avec les données WMAP. La courbe en point-pointillés correspond à un modèle Einstein-De Sitter avec de la matière noire "mixte" comprenant 12 % de neutrinos massifs et la courbe en trait plein représente le spectre de puissance d'un modèle de quintessence de "type matière" (12 % de quintessence avec w=0). Dans les deux cas, le spectre initial des fluctuations est en loi de puissance avec une cassure. Les données des relevés de galaxies sont représentées par les symboles (APM : losanges jaune; et 2dF : croix rouge). Par ailleurs, ce modèle reproduit le spectre du FDC de manière satisfaisante (figure 1.10).** 23

1.6 **Evolution schématique d'une surdensité. La courbe en pointillés représente l'évolution temporelle du facteur d'échelle. Le rayon de la structure en formation tend vers la limite R_v (rayon viriel) et la séparation de la surdensité par rapport au reste de l'Univers est repérée par Z_{sep} et R_{sep}.** 24

1.7 **Contraste de densité linéaire (à gauche) extrapolé à l'époque actuelle en fonction du redshift auquel la surdensité se "virialise" et contraste de densité non-linéaire de la structure formée (à droite); pour un modèle critique (trait plein), de concordance (pointillés) et ouvert (point-pointillés).** 26

1.8 **Comparaison des différentes fonctions de masse : le trait plein correspond à la fonction de masse de Press & Schechter [177], les pointillés à celle de Sheth & Tormen [202] et les point-pointillés à celle de Jenkins et al. [108]. Ces trois fonctions sont calculées pour les mêmes paramètres cosmologiques ($\Omega_M = 1.$, σ_8=0.55 et Γ=0.12).** 28

1.9 **Spectre des fluctuations du fond cosmologique, observé par différentes expériences (Douspis & al., 2003).** 30

1.10 **Ajustement de modèles sur le spectre des fluctuations du fond cosmologique (Blanchard & al., 2003 [27]) et dégénérescence entre Ω_m et H_0 sur les données du FDC (Page & al., 2003 [158])** 31

1.11 **Résultats récents sur les mesures de distances de supernovae distantes obtenus par le $High - z\ Team$ [186].** 31

1.12 **Evolution en redshift relative de la fonction de masse des amas, pour deux différents modèles cosmologiques (Einstein-De Sitter en pointillés et "Λ-CDM "plat" en trait plein) et pour trois masses caractéristiques : 0.1 $\times$ M_{15} en rouge, M_{15} en jaune et 3 $\times$ M_{15} en vert (ces masses correspondent grossièrement à des amas de 2, 5 et 10 keV). $M_{15} \equiv 10^{15} \times M_\odot$** 33

1.13 **Simulations numériques de formation de grandes structures pour différents modèles d'Univers (Consortium VIRGO, Joerg Colberg, [107]). Dans le modèle avec constante cosmologique, et donc faible densité de matière (en haut), les structures sont déjà formées depuis longtemps ($z \propto 3$) et n'évoluent plus aujourd'hui alors que le modèle avec forte densité de matière, et pas de constante cosmologique(en bas), montre des structures en formation à toute époque. Une forte évolution dans la population des amas pourra donc être interprétée comme le signe d'une densité de matière élevée.** 34

2.1 **Abell 370 : première découverte de l'effet de lentille gravitationnelle dans les amas [206].** 38

2.2 **A gauche : carte de cisaillement induit par l'amas Abell 1689, l'étoile représente le centre visuel de l'amas et les trois cercles représentent respectivement les rayons à 200, 780 et 1200 secondes d'arc. Chaque segment est une estimation du cisaillement local (mesuré dans une boite de 80 secondes d'arc). A droite : moyennes des composantes tangentielles (noir) et radiales (gris) en fonction de la distance au centre de l'amas Abell 1689 (Cf thèse Sébastien Bardeau [14]).** 39

2.3 **Signature spectrale de l'effet SZ [40] : cas de A2163, avec les données de BIMA (28.5 GHz [?]), DIABOLO (140 GHz [57]), SuZIE (140, 218 et 270 GHz [102]). La ligne continue représente la combinaison des meilleurs ajustements de l'effet SZ cinétique (point-pointillés) et thermique (pointillés).** 41

2.4 **Exemple d'observation SZ de l'amas massif Abell 2163 [40]** 43

2.5 **Relation masse-température à partir de l'échantillon Highflucs [80] [183]** 46

2.6 **Correlation entre le coefficient de normalisation de $M - T$ et Ω_M [28].** 47

2.7 Relation Luminosité-Température issue de différents travaux sur les amas et les groupes [193]. Un changement de pente est très clair pour les halos de température inférieure à 2 keV. 48

2.8 Comparaison des températures mesurées entre l'échantillon de White et al. [236] avec celui d'Ikebe et al. [104](à gauche) et avec celui de Blanchard et al. 2000 [25] (à droite). Les températures mesurées par Ikebe et al. semblent être un peu plus faibles que les autres mesures pour les amas massifs. 51

2.9 Compilation de fonctions de luminosité locales (dans un modèle EdS) à partir des mesures de huit échantillons d'amas X flux limités : RDCS (Rosati et al. 1998), EMSS (Henry et al. 1992), NEP (Gioia et al.2001), WARPS (Jones et al. 2000b), BCS (Ebeling et al. 1997), RASS (De Grandi et al.1999b), REFLEX (Böhringher et al. 2002) et 160 SD (Vikhlinin et al. 1998a). 53

2.10 Fonction de luminosité de l'échantillon local comparée à l'ajustement obtenu par Ebeling et al.(1998) [64] 54

2.11 A gauche : fonction de température intégrée déduite de l'échantillon local 2.2 (lignes continues rouges avec une version lissée). La ligne pointillée est la fonction de température issue de l'échantillon de Henry & Arnaud (1991 [94]) estimée avec l'équation 2.25. La ligne en tirets (verte) représente la conversion de la fonction de luminosité BCS [64]. Les barres d'erreurs représentent les intervalles de confiance à 68%. A droite : fonction de température pour des sous-échantillons sélectionnés en flux : f_X compris entre 2.2×10^{-11}erg.s^{-1}.cm^{-2} et 4×10^{-11}erg.s^{-1}.cm^{-2} en pointillés et $f_X > 4\times10^{-11}$erg.s^{-1}.cm^{-2} en trait plein. 55

2.12 Relation Luminosité-Température issue de l'échantillon local. Le meilleur ajustement direct des données est tracé en trait plein (fin), il correspond à une normalisation (à 4 keV) $L = 0.16$ et une pente $\alpha = 2.46$. On peut remarquer sur cette figure que d'autres relations L-T reproduisent également bien l'échantillon local. L'ajustement de la relation $T - L$ (au lieu de $L - T$) est représenté en pointillés (avec une pente de 3.22) et en gras, la relation $L - T$ obtenue en ajustant les résultats des fonctions de luminosité et de température locales. 58

2.13 Redshift moyen de l'échantillon en fonction de la luminosité. 59

2.14 Contour de maximum de vraisemblance sur les paramètres $A_{LT} \times (4\mathrm{keV})^{\alpha}$ et "exp"=α de la relation $L - T$ obtenus par l'ajustement de la fonction de luminosité locale à la fonction de température locale. La croix représente les paramètres utilisés historiquement. 60

2.15 Fonction de température intégrée déduite de l'échantillon local 2.2 incluant l'effet de la dispersion sur la conversion de la luminosité en température. La figure de gauche montre l'effet brut de la dispersion tandis que la figure de droite montre l'effet résultant après avoir renormaliser le modèle. 60

3.1 Photo du miroir à incidence rasante d'XMM-Newton, composé de 58 réflecteurs concentriques. 65

3.2 Photos des détecteurs PN (gauche) et MOS (droite) composants l'instrument EPIC. 66

3.3 Courbe de lumière pour les évènements de plus de 10 keV : nombre de coups par seconde dans les détecteurs PN (en haut) et MOS (en bas) pour l'amas RXJ1120.1. Les taux moyen de comptage sont de ∼15cts/50 sec bin (PN) et ∼8cts/100 sec bin (MOS) 72

3.4 Histogramme des taux de comptages pour les détecteurs PN (en haut) and MOS (en bas) pour l'amas RXJ1120.1. La ligne pointillée montre les limites ($\pm 3\sigma$) utilisées pour définir le GTI (Good Time Interval) i.e. le temps durant lequel les détections ne sont pas dues aux protons solaires. 72

3.5 Régions d'environ $\sim 15\times15$ arc-minutes autour des amas RXJ1120.1(a), RXJ1334.3 (b), RXJ0337.7 (c) et RXJ0505.3 (d) - lissées par une gaussienne de largeur $4''$. Le large cercle représente la région d'extraction du spectre et les petits cercles les zones d'extraction de sources ponctuelles. 75

3.6 Images d'une région de environ $\sim 15 \times 15$ autour de RXJ0847.2(a), RXJ1325.5 (b) , RXJ1701.3 (c) and RXJ1354.2 (d) - lissées par une gaussienne de largeur $4''$. Le large cercle représente la région d'extraction du spectre et les petits cercles les zones d'extraction de sources ponctuelles. Un nouveau candidat amas, XMMU J084701.8+345117 a été découvert (en haut a droite de RXJ0847.2). Les amas RXJ1325.5 et RXJ1325.0 sont très proches de la source IRAS 13224-3809. Dans le champ de l'amas RXJ1701.3, l'amas proche Abell2246 et les QSO sont indiqués. 76

3.7 Profils de brillance de surface comparés aux modèles β (lignes pontillées).De haut en bas et de gauche à droite : RXJ1120.1, RXJ1334.3, RXJ0505.3, RXJ0337.7, RXJ0847.2, RXJ1325.5, RXJ1354.2 et RXJ1701.1. Pour les amas RXJ1325 et RXJ1701, le profil de brillance de surface n'est pas bien ajusté par le modèle β en particulier au centre ($r < 120$ kpc ($\sim$ 18 arcsec); ceci est probablement du à la présence d'un "cooling flow". La ligne verticale pointillée montre la zone d'excision dans le cas de correction de cet effet. 77

3.8 Image couleur du premier amas observé et étudié dans le projet "XMM-Newton Ω" : RXJ1120.1. Image tirée de Arnaud et al. 2002 [10]. Sur cette image, l'émission X est détectée jusqu'au rayon Viriel. 79

3.9 A gauche : ajustement spectral et résidus pour l'amas RXJ1120.1; en noir : données PN; gris clair et foncé : MOS1&2 . A droite : profil de température de RXJ1120. 80

3.10 Spectres, ajustements et résidus pour (de haut en bas et de gauche à droite): RXJ1334.3; RXJ0337.7; RXJ0505.3 et RXJ1354.2. En noir les données PN et en gris clair/foncé les données MOS 1/2. 81

3.11 Illustration de l'évolution de la relation $L-T$: les droites représentent la relation locale (avec deux ajustements possibles) et les données sont les mesures sur les amas lointains (les étoiles sont les amas observés par Chandra [227] et les triangles sont les 8 amas XMM décrits ci-dessus [130]. Tous les amas mesurés par XMM sont situés au-dessous de la relation locale ainsi que la grande majorité de ceux mesurés par Chandra. 84

3.12 A gauche : coefficients $C(z)$ combinés (XMM et Chandra). Ces coefficients mesurent l'écart entre la luminosité observée et la luminosité déduite de la relation $L-T$ sans évolution. A droite : relation $L-T$ observée à grand redshift et comparée aux relations locales. Les étoiles et les triangles sont respectivement les données Chandra et XMM et la zone remplie représente l'incertitude sur le coefficient d'évolution de $L-T$. 86

3.13 Fraction de gaz, f_{gaz}, en fonction du rayon normalisé au rayon viriel, R/R_V. Les figures de gauche représentent le profil de masse de gaz calculé dans un modèle Einstein-De Sitter et à droite dans le modèle de concordance. Les figures du haut montrent le profil de masse de gaz pour chaque amas du projet "XMM-Newton Ω" jusqu'au rayon maximum des observations X (en trait plein) et l'extrapolation jusqu'au rayon viriel. Les données sur les amas locaux sont représentées par les points [191] [226]. Les barres d'erreur représentent la dispersion typique de l'échantillon de Vikhlinin et al. 1999 [226]. Les figures du bas montrent la moyenne des fractions de gaz observé, les zones pleines représentent l'incertitude. 88

4.1 Histogramme en redshift des amas du RDCS. Deux sous-échantillons sont représentés, seul le RDCS-3 (en trait plein vert), considéré comme complet par ses auteurs, est utilisé dans la suite. 94

4.2 Fonction de sélection de l'échantillon $B-SHARC$ (à gauche) comprenant une étude d'incertitudes (pointillés) [1] et $S-SHARC$ (à droite) [37]. 95

4.3 Fonction de sélection de l'échantillon 160deg^2 et flux des 73 amas de l'échantillon 160deg^2 en fonction du redshift Mullis et al. 2003b et 2004 [145][146], les lignes numérotées corespondent à des isocontours de luminosité X (en unité 10^{44}erg.s^{-1}) et les lignes horizontales pointillées montrent les flux des "fausses sources" initialement détectées dans le 160deg^2. 96

4.4 Fonction de sélection de l'échantillon MACS (à gauche) et facteurs de correction du flux en fonction du redshift et de la taille de la cellule de détection (rayons de 5 à 15 arcmin), Ebeling et al. 2001 [65]. Les deux courbes pour la fonction de sélection représentent la différence obtenue en appliquant un seuil aux taux de comptages, c'est la fonction de sélection effective, qui est utilisée dans les modélisations. . . 98

4.5 Histogramme de la distribution en redshift de l'échantillon MACS (Ebeling, communication privée et [65]), seule la partie à $z > 0.3$ est complète selon l'auteur. 98

4.6 **Caractéristiques comparées des différents échantillons à grand redshift et en particulier le $160deg^2$, EMSS, NEP, WARPS, RDCS, SHARC et MACS, utilisés dans la suite de cette étude; figure tirée de la revue de Rosati (2002) [193].** 99

4.7 **Fonction de sélection des échantillons $160deg^2$, EMSS, NEP, et RDCS comparées; tirée de la revue de Rosati (2002) [193].** 100

4.8 **A gauche : distribution en luminosité X et en redshift des amas du 160deg^2, EMSS et BCS. Les courbes pointillées représentent les flux limites 2.7×10^{-12}, 1.5×10^{-13} et 3×10^{-14} erg.s^{-1}.cm^{-2} dans la bande [0.5–2.0 keV]. A droite : fonction de luminosité calculée à partir des différents échantillons disponibles [146].** 101

4.9 **Estimation de la fonction de température X avec le meilleur ajustement d'un modèle plat. Les losanges représentent les données locales (z=0.05 en rouge, z=0.33 en vert et z=0.5 en jaune). Les lignes continues représentent les prédictions du modèle qui s'ajuste le mieux aux données, avec pour paramètres : $\Omega_M = 1.$, $sigma_8 = 0.55$ et $\Gamma = 0.12$.** . . 103

5.1 **Evolution de la fonction de température (gauche) et de la fonction de luminosité (droite) entre les redshifts z=0 et z=1 pour deux modèles cosmologiques : Einstein-De Sitter (trait plein) et "concordance" (pointillés)** 105

5.2 **Différence d'évolution en redshift de l'abondance des amas détectés au-delà d'un seuil de flux, relativement à l'abondance locale, pour les deux cosmologies : Einstein-De Sitter (courbes du bas) et Λ-CDM (courbes du haut). Les zones pleines représentent l'incertitude typique à 1σ sur le paramètre σ_8, pour des amas de 4keV (foncé) et de 6 keV (clair).** 106

5.3 **Illustration de la dégénérescence locale entre les paramètres Ω_M et σ_8 (gauche). A droite, dégénérescence entre les paramètres Ω_M et σ_c, plus approprié pour l'étude de modèles avec différentes valeurs de Ω_m. Les contours à 1, 2 et 3 σ sont représentés.** 110

5.4 **Illustration du choix de la nouvelle paramétrisation, σ_c, dans le cas d'un Univers à faible densité de matière. Pour ces valeurs de Ω_M, le paramètre σ_8 n'est pas le plus approprié, ceci est illustré par les contours de maximum de vraisemblance sur le plan (σ_8, n) et (σ_c, n), n étant la pente du spectre initial des fluctuations.** 110

5.5 **A gauche : fonction de température locale, bien reproduite par les modèle $\Lambda - CDM$ (pointillés) et Einstein-De-Sitter (trait plein). A droite : fonction de luminosité locale : modèles ($\Lambda - CDM$ en bleu et Einstein-De-Sitter en violet) comparés aux données des échantillons REFLEX (symboles) et BCS (pointilles). La relation utilisée pour convertir les températures en luminosité est ici $L = 3.(T/4.)^{3.4}$.** 111

5.6 **Comparaison des fonctions de luminosités obtenues par différentes relations L-T : en trait plein (rouge) $L = 3.(T/4.)^{3.4}$; en points-pointillés (vert) $L = 4.(T/4.)^{3.}$ et en pointillés jaune $L = 5.(T/4.)^{2.46}$.** 111

5.7 **Fonction de vraisemblance projetée sur le paramètre Ω_M et sur les plans (σ_8, Ω) et (Γ, Ω) obtenue par comparaison de la fonction de température locale ($z \sim 0.05$) avec la fonction de température à $z \sim 0.33$. Les contours représentent les domaines de confiance à 66%, 90% et 95% de confiance. La série du haut est obtenue à partir de l'évolution de la fonction de température avec la relation $M-T$ normalisée à 4 keV (BN98) et la fonction de masse de Press & Schechter ; la seconde série est obtenue avec la normalisation à 4 keV et la fonction de masse de Sheth & Tormen ; la troisième série est obtenue avec la même fonction de masse et la normalisation à 6.5 keV ; enfin, la dernière série est obtenue en injectant dans les modèles la normalisation qui dépend de la cosmologie [28].** 115

5.8 **Projection de la surface de vraisemblance sur le paramètre Ω_M ajusté par une gaussienne (trait point-pointillés). Deux cas sont ici représentés : Univers "ouvert" (trait plein) et "plat" en pointillés, figure issue de Blanchard et al., 2000 [25].** 116

5.9 **Evolution de la fonction de température des amas X : les losanges représentent les données (à z $\sim$ 0 (en rouge), z $\sim$ 0.33 (en vert) et z $\sim$ 0.5 (en jaune) et les modèles sont représentés par les courbes (à gauche le modèle Einstein-De Sitter et à droite le modèle de "concordance"). Ces courbes montrent l'évolution de la fonction de température avec le redshift. Cette évolution est bien reproduite par un modèle à grande densité de matière, tandis qu'un modèle à faible densité de matière ne produit pas assez d'évolution pour reproduire les distributions à grand redshift.** 116

5.10 **Différence d'évolution en redshift de l'abondance des amas détectés au-delà d'un seuil de flux pour les deux cosmologies : Eisntein-De Sitter (jaune clair) et Λ-CDM (rouge sombre). Les zones pleines représentent l'incertitude typique à 2σ sur le paramètre σ_8.** 118

5.11 **Seuil de température en fonction du redshift pour les flux limites des échantillons RDCS (fx=3 $\times$ 10^{-14}erg.s^{-1}.cm^{-2}) et MACS ($f_x = 1 \times 10^{-12}$ erg.s^{-1}.cm^{-2} en trait plein, $f_x = 1.4 \times 10^{-12}$ erg.s^{-1}.cm^{-2} en tiret et $f_x = 2 \times 10^{-12}$ erg.s^{-1}.cm^{-2} en point-pointillés. Cette figure illustre bien la différence de population sondée par les différents échantillons.** 120

5.12 **Nombre d'amas prédit en fonction de z, par tranche de redshift, par les modèles dans les deux cosmologies considérées (modèles A et B), comparé aux données des échantillons : RDCS, EMSS, SHARC, WARPS, NEP, 160deg^2 et MACS. Pour le 160deg^2, je présente également un sous-échantillon avec un seuil en flux légèrement supérieur au seuil initial (cf. figure 5.13). Les observations sont représentées par les triangles avec des barres d'erreur à 95% (intervalle de confiance d'un processus de Poisson). Les flèches sont des limites supérieures à 95%. Les courbes du haut représentent les prédictions dans le cadre du modèle $\Lambda - CDM$ (modèle B) et les courbes du bas dans le modèle préféré dans notre étude (modèle A). Les lignes continues correspondent à la normalisation à 4.keV et les lignes pointillées à 6.5 keV. Les zones remplies montrent les incertitudes estimées sur l'évolution de la relation $L-T$ (vert foncé) et sur le paramètre σ_8 (vert clair).** . 121

5.13 Distribution du sous-échantillon du 160deg^2 pour lequel sont sélectionnés les amas de faible flux : 1.3×10^{-13}erg/s/cm^2 $< f_x <$ 2.10^{-13}erg.s^{-1}.cm^{-2}. Le plateau observé dans la distribution de l'échantillon complet (cf. figure 5.12) provient des amas de faible flux. 122

5.14 Effet du choix de la fonction de masse sur les comptages. Illustration dans le cas des deux échantillons "extrêmes": RDCS et MACS; et pour les fonctions de masse de Press & Shechter (courbes pointillées) et pour celle de Sheth & Tormen (traits pleins). 123

5.15 Effet du choix de la fonction de masse sur les comptages relatifs. Je représente ici l'évolution de l'abondance des amas, relativement à l'abondance locale, pour différents modèles cosmologiques (grande densité de matière en bas et faible densité en haut) et pour des amas de température 4 keV (zone foncé) et 6 keV (zone claire). Les courbes en tirets et en pointillées représentent respectivement les cas avec la fonction de masse de Press & Schechter pour les deux types d'amas (les zones pleines sont caclulées avec la fonction de Sheth & Tormen). 123

5.16 Effet du choix de la relation L-T locale sur les comptages. Illustration dans le cas des deux échantillons RDCS et MACS. Ici, les comptages sont réalisés avec $L = 4.(T/4.)^3$ (trait plein), la courbe en point-pointillés est réalisée avec $L = 3.2(T/4.)^{3.4}$ et la courbe en tirets avec $L = 5.(T/4.)^{2.46}$. 125

5.17 Comptages avec différentes évolutions de la relation $L - T$: $(1 + z)^0$ en trait plein, $(1 + z)^{-1}$ en tirets et $(1 + z)^{-2}$ en point-pointillés. Une évolution fortement négative, $(1+z)^{-2}$, est nécessaire pour reproduire les comptages observés. Le cas des échantillons RDCS (à gauche) et MACS (milieu) sont représentés. Cette évolution négative (en $(1 + z)^{-2}$) est représentée sur la figure de droite qui montre les coefficients $C(z)$ des amas distants (ligne pointillés) à comparer aux valeurs observées avec XMM (triangles bleus) et Chandra (étoiles orange). . 125

5.18 Comptages pour les échantillons RDCS, 160deg^2 et MACS en supposant une erreur systématique dans la fonction de sélection. Ici, les courbes point-pointillés montrent les prédictions de comptages avec un flux supérieur d'un facteur 2 au flux de détection publié. 126

5.19 Comptages avec des seuils en température plus élevés que celui déduit du seuil de flux d'observation. Pour RDCS (à gauche) et 160deg^2 (à droite) avec les seuils : T=2, 3 et 4 keV et T=2, 3, 4 et 5 keV respectivement. Ces seuils ne sont ici appliqués qu'aux modèles puisque nous ne disposons pas des informations relatives aux amas individuels de l'échantillon RDCS. Par contre l'application de ces seuils au catalogue observé est possible avec le 160deg^2, cf. figure 5.20. 128

5.20 Comptages avec seuils en température plus élevé que celui déduit du seuil de flux d'observation, pour le $160deg^2$. Le seuil est appliqué aux modèles dans lesquels la fonction de température est intégrée au-delà de 2, 3, 4 et 5 keV et aux données pour lesquels le flux individuel de chaque amas est disponible. Les amas pour lesquels la "pseudo-température" (convertie du flux d'observation) est plus grande que le seuil fixé sont donc sélectionnés. Plus la température seuil est élevée, plus la différence entre les prédictions des deux modèles est élevée. . 128

5.21 Distribution de l'échantillon RDCS reproduite par ses auteurs [32]. Tous les modèles surestiment le nombre d'amas observé à bas redshift (0.$< z <$0.3). Ceci laisse penser que cet échantillon souffre d'un problème de complétude à bas redshift. Le paramètre d'évolution β est ici noté α mais il s'agit exactement du même paramètre, celui qui mesure l'évolution de $L-T$ en $(1+z)^{\beta(\alpha)}$ 130

5.22 Comptages jusqu'aux plus bas redshifts sans aménagement pour le $160deg^2$ et avec une relation $L-T$ à deux pentes pour tenir compte des groupes dans RDCS (ligne point-pointillés), celle-ci produit des comptages en meilleur accord avec les données à faible redshift. Ceci semble montrer que les amas présents dans l'échantillon RDCS à bas redshift correspondent à des halos de faible masse. Ces figures révèlent également des différences significatives dans les comptages à bas redshift pour ces deux échantillons qui sont, par ailleurs, assez similaires. 130

5.23 Comptages avec une relation $M-T$ qui ne suit pas la relation d'échelle standard : $T \propto M^{2/3}$ au lieu de $T \propto M^{2/3}\ (1+z)$. Dans ce cas, les prédictions du modèle de concordance (lignes point-pointillés) sont en accord avec les données des différents échantillons. Les zones pleines sont définie comme précédement. 132

5.24 Dégénérescence entre la valeur de Ω_M et du paramètre d'évolution de la relation $L-T$: β. Figure issue de Sadat et al., 1998 [196]. . . . 133

5.25 Distribution de deux catalogues simulés dans deux modèle d'Univers "plat" : Ω_M=0.3, σ_8=0.8 et Γ=0.2 avec $f_{X2} = 1. \times 10^{-14}$ erg.s^{-1}.cm^{-2} et Ω_2= 300 deg^2 (à doite) et Ω_M=0.7, σ_8=0.65 et Γ=0.1 avec $f_{X1} = 5. \times 10^{-14}$ erg.s^{-1}.cm^{-2}, Ω_1= 100 deg^2. 135

5.26 Exemple de résultat obtenu sur un échantillon simulé: les meilleurs paramètres obtenus sont : $\Omega_M = 0.67 \pm 0.13$,$\Gamma = 0.15 \pm 0.05$ et $\sigma_8 = 0.64 \pm 0.04$. Les figures représentent les projections de la surface de vraisemblance sur le paramètre Ω_M et sur les plans (Ω_M, σ_8), (Ω_M, Γ) et (σ_8, Γ). Les contours montrent les intervalles de confiance à 66%, 90% et 95% et les croix indiquent l'emplacement du modèle injecté. 136

5.27 Résultat obtenu sur un second échantillon simulé: les meilleurs paramètres obtenus sont : $\Omega_M = 0.33 \pm 0.05$ et $\sigma_8 = 0.81 \pm 0.01$; pour les paramètres injectés : $\Omega_M = 0.3$ et $\sigma_8 = 0.8$. 136

5.28 Surfaces de vraisemblance (exemple obtenu pour l'échantillon NEP) visualisées dans les espaces, ($\mathcal{L}$, Ω_M, σ_8), ($\mathcal{L}$, Ω_M, Γ) et ($\mathcal{L}$, σ_8, Γ) de gauche à droite. 137

5.29 Projections de la surface de vraisemblance obtenue pour l'échantillon NEP. 138

5.30 Résultats de l'analyse statistique menée sur les échantillons pris individuellement, sous forme de projection de la surface de vraisemblance sur le paramètre Ω_M et sur les plans (Ω, σ_8) et (Ω_M, Γ). Ici, de haut en bas, les exemples pour les échantillons : RDCS, EMSS, 160deg^2, NEP et MACS. Les contours représentent les zones de confiance à 66%, 90% et 99%. Ces résultats sont obtenus avec la relation $M-T$ normalisée aux simulations numériques (BN98). 139

5.31 Fonction de vraisemblance obtenue à partir de l'échantillon 160deg^2 en regroupant les données par classes de luminosités (ou "pseudo-température"). Les lignes point-pointillés représentent les zones dans lesquelles les modèles sont calculés. En dehors de ces limites, les données locales ne sont pas reproduites du tout. La prise en compte de l'information sur la luminosité des amas du 160deg^2 à pour effet d'augmenter la valeur absolue de la densité de matière, sans améliorer la précision statistique. 140

5.32 Résultat de l'analyse combinée sur les échantillons MACS, 160deg^2 et NEP. Ces échantillons sont indépendants et contiennent au total 145 amas à z > 0.3. Les contours en pointillés représentent les contraintes obtenues par l'analyse en maximum de vraisemblance avec la normalisation de la relation $M-T$ à 6.5 keV (M98) et les contours en traits pleins avec la normalisation à 4 keV (BN98). Les meilleures valeurs obtenues sont reportées dans la table 5.5. 142

5.33 Résultats de l'analyse statistique incluant la relation $M-T$ qui dépend du modèle cosmologique pour la combinaison des échantillons MACS, 160deg^2 et NEP. Les meilleurs valeurs obtenues sont reportées dans la table 5.5. 143

5.34 Les courbes en point-pointillés représentent les prédictions de comptages dans le modèle préféré par l'ajustement de l'échantillon RDCS jusqu'à z=0. Les paramètres de ce modèle sont : $\Omega_M = 0.35$, $\sigma_8 = 0.66$ et $\Gamma = 0.25$. 145

5.35 Comparaison des modèles obtenus par l'ajustement de l'échantillon RDCS jusqu'à z=0 ($\Omega_M = 0.35$, $\sigma_8 = 0.66$ et $\Gamma = 0.25$) à droite et par l'étude de la fonction de température dans le cadre CDM fixe ($\Gamma = \Omega_M \times h = 0.3$ avec $\Omega_M = 0.44$, $\sigma_8 = 0.6$) à gauche avec les données locales (losanges bleus), les données à z $\sim$ 0.33 (jaune) et à z$\sim$0.5 (rouge). 146

5.36 Comparaison des modèles obtenus par l'ajustement de l'échantillon RDCS jusqu'à z=0 ($\Omega_M = 0.35$, $\sigma_8 = 0.66$ et $\Gamma = 0.25$) à droite et par l'étude de la fonction de température dans le cadre CDM fixe ($\Gamma = \Omega_M \times h = 0.3$ avec $\Omega_M = 0.44$, $\sigma_8 = 0.6$) à gauche avec les données locales de la fonction de luminosité (losanges et courbe rouge). La ligne en point-pointillés représente, à titre de comparaison, la fonction de luminosité BCS. 147

5.37 Influence du choix a priori de la forme du spectre de puissance sur les contraintes cosmologiques : les courbes de gauches montrent le résultat du maximum de vraisemblance sur Ω_M et σ_8 en laissant les paramètres totalement libres. Les courbes du milieu et de droite montrent le cas ou un scénario CDM est fixé, c'est-à-dire que l'on force $\Gamma = \Omega_M h$, on obtient $\Omega_M \sim 0.42$ pour h=0.72 (à droite) et $\Omega_M \sim 0.5$ pour h=0.5 (au milieu). 148

5.38 Les courbes en point-pointillés montrent les prédictions des comptages dans le modèle préféré dans le cadre fixé CDM ($\Gamma = \Omega_M h$) pour les échantillons RDCS, EMSS, 160deg^2 et MACS. Les paramètres de ce modèle sont : $\Omega_M \sim 0.44$, $\sigma_8 \sim 0.6$ et $\Gamma = 0.3$. 149

5.39 Fraction de masse de gaz f_{gaz} en fonction de la température aux rayons R_{2000}, R_{1000} et R_v (de haut en bas). Les carrés bleus (ou croix rouges) représentent les observations d'amas distants et les croix noires représentent les données locales. Les courbes sont les prédictions des modèles correspondant. Les croix vertes et la courbe verte représentent les données et les modèles avec l'utilisation de la relation $M - T$ non-standard dans le modèle de concordance. 150

5.40 Evolution en redshift du seuil de détection de masse (enunité 10^{15} $M_\odot$) pour des observations pointées X avec un flux minimum de 10^{-15} ergs^{-1}cm^{-2} (Ω_0=0.3, orange ; Ω_0=1, noir) et SZ pour un flux limite de 1 mJy (Ω_0=0.3, rouge ; Ω_0=1, bleu). 152

5.41 Prédiction du nombre d'amas observables par les missions futures (typiquement PLANCK) dans trois cosmologies différentes : Univers critique (jaune), ouvert $\Omega_M = 0.3$ (rouge) et $\Lambda - CDM$ $\Omega_M = 0.3$ (bleu). Deux différents seuils de flux sont également représentés : 50 mJy (tirets) et 100 mJy (traits continus). Les comptages obtenus avec la relation $M - T$ non-standard sont également représentés (ligne point-pointillée). 154

5.42 Paramètres de pente du spectre de puissance (n et Γ) en fonction de l'échelle spatiale k. Le domaine étudié par les amas de galaxies est représenté par la zone hachurée verticale et le résultat de cette étude par une zone hacurée horizontale. Ces courbes sont produites avec un spectre de puissance "mixte" à deux pentes, ce qui lui permet de reproduire les fluctuations du FDC (cf Blanchard et al., 2003 [27]). . . 155

5.43 Rapport entre l'énergie thermique du gaz ($\sim T_X$) et l'énergie cinétique des galaxies mesurée par la dispersion des vitesses pour un échantillon d'amas massifs ($T_X > 6$ keV) de redshift compris entre 0. et 1.2. Aucun effet d'évolution n'est décelé, le meilleur ajustement est représenté par la ligne continue (avec une zone d'incertitude à 1 σ) ; la courbe en tiret représente l'évolution attendue pour que le modèle de concordance soit en accord avec les données. Figure issue de Blanchard et al. 2004 [29]. 156

5.44 Observations optiques de RXJ1354 (P. Hudelot [103]) 157

Bibliographie

[1] [**Adami et al., 2000**] **C.** Adami **et al.** – ***The Bright SHARC Survey : The Selection Function and Its Impact on the Cluster X-Ray Luminosity Function***, **ApJS, 131, 391, 2000.**

[2] [**Aghanim et al., 2002**] **N.** Aghanim **et al.** – ***The X-ray surface brightness profiles of hot galaxy clusters up to $z \sim 0.8$: Evidence for self-similarity and constraints on Ω_0***, **A&A , 389, 1, 2002.**

[3] [**Allen et al., 2001**] **S.W.** Allen **et al.** – ***The X-ray virial relations for relaxed lensing clusters observed with Chandra***, **MNRAS, 328, 37, 2001.**

[4] [**Allen et al., 2004**] **S.W.** Allen **et al.** – ***Constraints on dark energy from Chandra observations of the largest relaxed galaxy clusters***, **astro-ph/0405340.**

[5] [**Alcock et al., 1997**] **C.** Alcock **et al.** – ***First Detection of a Gravitational Microlensing Candidate toward the Small Magellanic Cloud***, **ApJ, 491, 11, 1997.**

[6] [**Arabadjis et al., 2002**] **J.S.** Arabadjis, – ***Chandra Observations of the Lensing Cluster EMSS 1358+6245: Implications for Self-interacting Dark Matter***, **ApJ, 572,66, 2002.**

[7] [**Arnaud 1996**] **K.A.** Arnaud – ***XSPEC : The First Ten Years***,**ADASS, 1996.**

[8] [**Arnaud & Evrard, 1999**] **M.** Arnaud **& G.** Evrard– ***The $L_X - T$ relation and intracluster gas fractions of X-ray clusters***, **MNRAS, 305, 631, 1999.**

[9] [**Arnaud et al., 2001**] **M.** Arnaud **et al., Measuring cluster temperature profiles with XMM/EPIC, A&A, 265L, 2001.**

[10] [**Arnaud et al., 2002**] **M.** Arnaud **et al.** – ***XMM-Newton observation of the distant (z=0.6) galaxy cluster RX J1120.1+4318***, **A&A, 390, 27, 2002.**

[11] [**Arp 2002**] **H.** Arp **et al.** – ***Arguments for a Hubble Constant near H0=55***, **ApJ, 571, 615, 2002.**

[12] [**Auriere et al., 2001**] **M.** Auriere **& al.** – ***A short timescale candidate microlensing event in the POINT-AGAPE pixel lensing survey of M31***, **ApJ, 553, 137, 2001.**

[13] [**Bahcall & Sarazin, 1977**] **J.N.** Bahcall **& C.L.** Sarazin, – ***Parameters and predictions for the X-ray emitting gas of Coma, Perseus, and Virgo***, **Astrophys. J. Letter 213, L99, 1977.**

[14] [**Bardeau (Thèse)**] **S.** Bardeau– ***Détermination de la distribution de masse d'un échantillon d'amas de galaxies par analyse de cisaillement gravitationnel***, **thèse en cours, 2004**

[15] [**Bardeen 1986**] **J.M.** Bardeen **et al.** – ***The statistics of peaks of Gaussian random fields***, **ApJ, 304, 15, 1986.**

[16] [**Bartlett & Silk, 1993**] **J.G.** Bartlett **& J.** Silk – ***Galaxy clusters and the COBE result***, **ApJ, 407, 45, 1993.**

[17] [Bartlett et al. 1997] J.G. Bartlett – ***Galaxy clusters in Cosmology : Cluster abundance as a probe of structure formation***, **cours : "From Quantum Fluctuations to Cosmological Structures", Casablanca, Dec. 1996 ; astro-ph/9703090.**

[18] [Bartlett 2000] J.G. Bartlett – ***Sunyaev-Zel'Dovich surveys: analytic treatment of cluster detection***, **astro-ph/0001267.**

[19] [Bartlett et al., 2001] J.G. Bartlett et al. – ***The XMM–Newton Ω Project'***, **Proceedings of the XXI Moriond Conference, astro-ph/0106098.**

[20] [Barbosa et al. 1996] D. Barbosa,J.G Bartlett, A. Blanchard,J. Oukbir – ***The Sunyaev-Zel'Dovich effect and the value of*** Ω_0, **A&A, 314, 13-17, 1996.**

[21] [Barbosa (thèse)] D. Barbosa – ***Thèse de doctorat, Sondes cosmologiques : milieu intergalactique,3K, Amas de galaxies***, **1996.**

[22] [Benoît et al., 2002] A. Benoit et la collaboration Archeops – ***Cosmological constraints from Archeops'***, **astro-ph/0210306**

[23] [Blanchard et al. 1992] A. Blanchard et al. – ***The Origin of the Galaxy Luminosity Function and the Thermal Evolution of the Intergalactic Medium'***, **A&A , 264, 365, 1992.**

[24] [Blanchard & Bartlett, 1998] A. Blanchard & J.G. Bartlett – ***What does cluster redshift evolution reveal ?***, **A&A 332, L49-L52, 1998.**

[25] [Blanchard et al., 2000] A. Blanchard, R. Sadat, J.G Bartlett, M. Le Dour – ***A newlocal temperature function for X-ray clusters*** , **A&A, 362, 809, 2000.**

[26] [Blanchard et al., 2001] A. Blanchard – ***Clusters of galaxies***, **New astronomy reviews 45, 401-407, 2001**

[27] [Blanchard et al., 2003] A. Blanchard et al.– ***An alternative to the cosmological "concordance model"***, **A&A, 412, 35B, 2003**

[28] [Blanchard & Douspis, 2004] A. Blanchard et M. Douspis – ***Evidence for a new dark matter componenet in the Universe ?***, **soumis A&A, 2004, astro-ph/0405489.**

[29] [Blanchard et al., 2004] A. Blanchard et al. – ***XMM observations of high redshift X-ray clusters and cosmological implications***, **proceeding de la conférence *"Dark Matter 2004"*, Los Angeles, 2004.**

[30] [Bond & Eftathiou, 1984] J.R. Bond & G. Eftathiou – ***Cosmic background radiation anisotropies in universes dominated by nonbaryonic dark matter*** , **ApJ, 285, 45, 1984.**

[31] [Bonnet et al., 1994] A. Bonnet et al.– ***First detection of a gravitational weak shear at the periphery of CL 0024+1654***, **ApJ, 427, 83, 1994**

[32] [Borgani et al. 1999] Borgani, S. et al.– ***Cosmological Constraints from the ROSAT Deep Cluster Survey***, **ApJ, 517, 40, 1999.**

[33] [Borgani et al. 2001] Borgani, S. et al.– ***Measuring*** Ω_M ***with the*** **Rosat** ***deep cluster survey***, **ApJ, 561, 13, 2001.**

[34] [Bradt 1967] H. Bradt, – ***Evidence for X-Radiation from the Radio Galaxy M87***, **ApJ, 150, 199B, 1967.**

[35] [Brinkman et al., 2000] A.C. Brinkman et al. – ***XMM-Newton Results on High Resolution Spectroscopy***, **AAS, HEAD, 32., 1202, 2000.**

[36] [Bryan & Norman, 1998] G.K. Bryan & M.L Norman– ***Statistical Properties of X-Ray Clusters: Analytic and Numerical Comparisons***, **ApJ, 495, 80, 1998.**

[37] [Burke at al., 1997] D.J. Burke et al.– ***The Southern SHARC Survey: the Z = 0.3–0.7 Cluster X-Ray Luminosity Function***, **ApJ, 488, L83, 1997.**

[38] [Burke et al., 2003] D.J. Burke et al.– ***The Southern SHARC catalogue: a ROSAT survey for distant galaxy clusters***, MNRAS, 341, 1093, 2003.

[39] [Byram 1966] E.T. Byram – ***Cosmic X-Ray Sources-Galactic and Extragalactic***, Science, 152, 66, 1966.

[40] [Carlstrom et al., 2001] J.E. Carlstrom & al. – ***The Sunyaev-Zel'dovich Effect: Results and Future Prospects***, astro-ph/0103480, 2001.

[41] [Carlstrom et al., 2002] J.E. Carlstrom & al. – ***Cosmology with the Sunyaev-Zel'dovich Effect***, ARAA, V40, 2002.

[42] [Carter 1974] B. . Carter – ***Large number coincidences and the anthropic principle in cosmology***, IAU Symp. 63 : Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data, 63, 291, 1974.

[43] [Casimir 1948] H.B.G. Casimir, Proc. K. Ned. Akad. Wet., 51, 635, 1948.

[44] [Colafrancesco et al., 1997] S. Colafrancesco , P. Mazzotta & N.Vittorio – ***Is the Cluster Temperature Function a Reliable Test for Ω_0?***, ApJ, 488, 566, 1997.

[45] [Coles] P. Coles & F. Lucchin– ***Cosmology (book)***, 1996, Wiley.

[46] [Collins et al., 1997] C.A. Collins et al.– ***On the Evolution of X-Ray Clusters at High Redshift***, ApJ, 479, L117, 1997.

[47] [Combes et al., 1995] F. Combes, P. Boissé, A. Mazure A. Blanchard – ***Galaxies and cosmology***, A&A library, Springer, 1995.

[48] [Copi et al., 1995] C.J. Copi, D.N. Schramm, M.S. Turner – ***Big-Bang Nucleosynthesis and the baryon***, Science, 267-192, 1995.

[49] [Cordova et al., 1997] F. Cordova et al. – ***Multiwavelength Astronomy with the Optical/UV Monitor on XMM***, AAS, 191, 9603, 1997.

[50] [Cruddace et al., 2002] R. Cruddace et al.– ***The ROSAT All-Sky Survey: a Catalog of Clusters of Galaxies in a Region of 1 steradian around the South Galactic Pole***,ApJS, 140, 239, 2002.

[51] [Da Silva et al., 2001] Da Silva, A.C. et al.– ***The impact of radiative cooling and pre-heating on the sunyaev–Zel'dovich effect'***, ApJ, 561L, 15, 2001.

[52] [David et al., 1993 L. David et al. – ***catalog of intracluster gas temperatures***, ApJ, 412, 479, 1993.

[53] [Davis & Peebles 1983] Davis, M. & Peebles, P.J.E. – ***A Survey of Galaxy Redshifts V - The Two-point Position and Velocity Correlations***, ApJ, 267, 465, 1983.

[54] [De Bernardis et al., 2000] P. de Bernadis et al. – ***A flat universe from high-resolution maps of the Cosmic microwave Background Radiation***, Nature, 404, 955-959, 2000.

[55] [De Bernardis et al., 2002] P. de Bernadis et al. – ***Multiple peaks in the angular power spectrum of the cosmic microwave background: significance and consequences for cosmolgy***, ApJ, 564, 559, 2002.

[56] [Derue et al., 2001] F. Derue et al. – ***Observation of microlensing toward the galactic spiral arms. EROS II 3 year survey***, A&A, 373, 126, 2001.

[57] [Desert 1998] F.X. Desert et al. – ***Observations of the Sunyaev-Zel'dovich effect at high angular resolution towards the galaxy clusters A665, A2163 and CL0016+16***, NewA, 3, 655, 1998.

[58] [Diego et al., 2001] J.M. Diego & al. – ***The Sunyaev-Zel'dovich effect as a cosmological discriminator***, MNRAS, 331, 556, 2002.

[59] [Dickey & Lockman et al., 1990] J.M. Dickey & F.J. Lockman– ***H I in the Galaxy***, ARA&A, 28, 215, 1990.

[60] [Douspis et al., 2001] M. Douspis & al. – ***Cosmology from cosmic microwave background and galaxy clusters***, **A&A, 379, 1, 2001.**

[61] [Durret et al., 2003] F. Durret et al. – ***An XMM-Newton view of the extended "filament" near the cluster of galaxies Abell 85***, **A&A, 403, 29, 2003.**

[62] [Ebeling et al., 1996] H. Ebeling et al. – ***Properties of the X-ray-brightest Abell-type clusters of galaxies (XBACs) from ROSAT All-Sky Survey data - I. The sample***,**MNRAS, 281, 799, 1996.**

[63] [Ebeling et al., 1996] H. Ebeling et al. – ***Erratum: Properties of the X-ray-brightest Abell-type clusters of galaxies (XBACs) from ROSAT All-Sky Survey data - I. The sample***,**MNRAS, 283, 1103, 1996.**

[64] [Ebeling et al., 1998] H. Ebeling et al. – ***The ROSAT Brightest Cluster Sample - I. The compilation of the sample and the cluster log N-log S distribution***, **MNRAS, 301, 881, 1998.**

[65] [Ebeling et al. 2001] H. Ebeling & al. – ***MACS: a quest for the most massive galaxy cluster in the universe***, **ApJ, 553, 668, 2001.**

[66] [Ebeling et al. 2004] H. Ebeling & al. – ***Discovery of a large-scale filament connected to the massive galaxy cluster MACSJ0717.5+3745 at z=0.55***, **ApJL, 609, 49, 2004.**

[67] [Edge et al., 1990] A.C. Edge et al. – ***An X–ray Flux–limited Sample of Clusters of Galaxies: Evidence for Evolution of the Luminosity Function'***, **MNRAS, 245, 559, 1990 .**

[68] [Efstathiou et al., 1992] G. Efstathiou, J.R. Bond et S.D.M. White – ***COBE background radiation anisotropies and large-scale structure in the Univers***, **MNRAS, 258, 1, 1992.**

[69] [Eidelman et al., 2004] S. Eidelman et al., **Particle Data Group, Phys. Letter, B, 592, 1, 2004.**

[70] [Eke et al., 1998] V.R. Eke et al. – ***Measuring Ω_0 using cluster evolution***, **MNRAS, 298, 1145, 1998.**

[71] [Elgaroy & Lahav, 2003] O. Elgaroy & O. Lahav – ***Upper limits on neutrino masses from the 2dFGRS and WMAP: the role of priors***, **Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics, 4, 4, 2003.**

[72] [Elvis 1976] M. Elvis – ***Ariel V sky survey - Long-term monitoring of the X-ray emission from the Coma Cluster and NGC 4151***, **MNRAS 177, 7p, 1976.**

[73] [Ettori & Lombardi, 2003] S. Ettori & M. Lombardi – ***X-ray and weak lensing measurements of the mass profile of MS1008.1-1224: Chandra and VLT data***, **A & A, 398, L5, 2003.**

[74] [Ettori et al., 2004] S. Ettori et al. – ***Scaling laws in X-ray galaxy clusters at redshift between 0.4 and 1.3***, **A&A, 417, 13, 2004.**

[75] [Evrard 1989] A.E. Evrard – ***Biased cold dark matter theory - Trouble from rich clusters?***, **ApJ, 341, 71, 1989.**

[76] [Evrard et al., 1996] A.E. Evrard – ***Mass Estimates of X-Ray Clusters***, **ApJ, 469, 494, 1996.**

[77] [Evrard 1997] A.E. Evrard et al.– ***The intracluster gas fraction in X-ray clusters - Constraints on the clustered mass density***, **MNRAS, 292, 289, 1997.**

[78] [Fairley et al., 2000] B.W. Fairley et al. – ***The WARPS survey - IV. The X-ray luminosity-temperature relation of high-redshift galaxy clusters***, **MNRAS, 315, 669, 2000.**

[79] [**Freguson et al. 2000**] **H.C.** Ferguson, **M.** Dickinson, **R. Williams** – ***The Hubble Deep Fields***, **ARA&A, 38, 667, 2000.**

[80] [**Finoguenov et al., 2001**] **A.** Finoguenov – ***Details of the mass-temperature relation for clusters of galaxies***, **A&A, 368, 749, 2001.**

[81] [**Finoguenov et al., 2003**] **A.** Finoguenov **et al.** – ***XMM-Newton discovery of an X-ray filament in Coma***, **A&A,410, 777, 2003.**

[82] [**Frampton 1999**] **P.H.** Frampton – ***Is the Cosmological Constant Non-Zero?***,**astro-ph/9901013**

[83] [**Freedman, 2000**] **W.L.** Freedman – ***The Hubble constant and the expansion age of the universe***, **2000 ,Phys.Rept., 333, 13-31, astro-ph/9909076, 1999.**

[84] [**Freedman, 2001**] **W.L.** Freedman – ***Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant***, **ApJ, 553, 47, 2001.**

[85] [**Frenk et al., 1999**] **C.S.** Frenk **et al.** – ***The Santa Barbara Cluster Comparison Project: A Comparison of Cosmological Hydrodynamics Solutions***,**ApJ, 525, 554, 1999.**

[86] [**Fukasawa et al. 1998**] **Y.** Fukasawa **et al.**– ***ASCA Measurements of Silicon and Iron Abundances in the Intracluster Medium***, **PASJ, 50, 187, 1998.**

[87] [**Gioia et al., 1990**] **I.M** Gioia **et al.** – ***The Einstein Observatory Extended Medium–Sensitivity Survey I - X–ray Data and Analysis.*** **ApJS, 72, 567 , 1990.**

[88] [**Gioia et al., 1990**] **I.M** Gioia **et al.** – ***The Extended Medium Sensitivity Survey distant cluster sample - X-ray cosmological evolution***, **ApJ, 356, 35, 1990.**

[89] [**Gioia et al., 1994**] **I.M** Gioia **et al.** – ***The EMSS catlaog of X-ray selected clusters of galaxies. 1: an atlas of CCD images of 41 distant clusters***, **ApJS, 94, 583, 1994.**

[90] [**Gates et al. 1996**] **E.I.** Gates, **G. Gyuk, M.S. Turner** – ***Gravitational microlensing and the galactic halo***, **Phys.Rev.Letter, 53-4138, 1996**

[91] [**Governato et al., 1998**] **F.** Governato **& al.** – ***Properties of galaxy clusters: mass and correlation function***, **MNRAS, 1-20, 1998**

[92] [**Hakim 1994**] **R.** Hakim – ***Gravitation Relativiste***, cnrs **éditions, 1994.**

[93] [**Haiman et al., 2001**] **Z.** Haiman **& al.** – ***Clusters in the precision cosmoly era***, **astro-ph/0103049, 2001.**

[94] [**Henry & Arnaud, 1991**] **Z.** Henry **& K.A.**Arnaud, **ApJ, 372, 410, 1991.**

[95] [**Henry et al., 1992**] **J.P.** Henry **& al.** – ***The extended medium sensitivity survey distant cluster sample : X–Ray data and interpretation of the luminosity evolution***, **ApJ, 386:408-419, 1992.**

[96] [**Henry et al., 1997**] **J.P.** Henry **& al.** – ***A Measurement of the Density Parameter Derived from the Evolution of Cluster X-Ray Temperatures***, **ApJ, 489, 1, 1997.**

[97] [**Henry et al., 2000**] **J.P.** Henry **& al.** – ***Measuring Cosmological Parameters from the Evolution of Cluster X-ray Temperatures***, **ApJ, 543, 565, 2000.**

[98] [**Henry 2004**] **J.P.** Henry– ***X-ray température for the EMSS high redshift cluster sample: constraints on cosmology and the dark energy equation of state***, **ApJ, 609, 603, 2004.**

[99] [**Hogg 2000**] **D.W.** Hogg – ***Distance measures in cosmology***, **astro-ph/9905116v4, 2000.**

[100] [**Holder & Calstrom, 2001**] **P.** Holder **& J.E.** Carlstrom – ***Understanding cluster gas evolution and fine-scale CMB anisotropy with deep Sunyaev-Zel'dovich***

Effect surveys,
astro-ph/0105229, 2001.

[101] [Holder et al., 2001] P. HOLDER **& al. –** ***constraints on*** Ω_m, Ω_Λ ***and*** σ_8 ***from counts of galaxy clusters*****, ApJ, 560L, 111, 2001.**

[102] [Holzapfel, 1997] W.L. HOLZAPFEL **et al. –** ***The Sunyaev-Zeldovich Infrared Experiment: A Millimeter-Wave Receiver for Cluster Cosmology*****, ApJ, 479, 17, 1997.**

[103] [Hudelot (thèse)] P. HUDELOT**, thèse en cours.**

[104] [Ikebe et al., 2002] Y. Ikebe et al. – ***A new measurement of the X-ray temperature function of clusters of galaxies*****, A&A, 383, 773, 2002.**

[105] [Jaffe et al., 2001] A.H. Jaffe et al. – ***Cosmology from MAXIMA-1, BOOMERANG, and COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations*****, Phys. Rev. Lett., 86, 3475, 2001.**

[106] [Jansen, et al., 2001] F. JANSEN **et al. –** ***XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations*****, A&A, 365L, 1J, 2001.**

[107] [Jenkins et al., 1998] A. JENKINS **et al. –** ***Evolution of Structure in Cold Dark Matter Universes*****, ApJ, 499, 20, 1998**

[108] [Jenkins et al., 2001] A. JENKINS **et al. –** ***The mass function of dark matter haloes*****, MNRAS, 321, 372, 2001.**

[109] [Jenkins et al., 1998] A. JENKINS **& al. –** ***Evolution of structure in cold dark matter universes*****,ApJ, 499, 20-40.**

[110] [Jenkins et al., 2000] A. JENKINS **& al. –** ***The mass function of dark matter halos*****, MNRAS 000, 1, 2000, astro-ph/0005260.**

[111] [Jones et al., 2000] L.R. JONES **et al. –** ***Large Scale Structure in the X-ray Universe*****, Proceedings of the 20-22 September 1999 Workshop, Santorini, Greece, eds. Plionis, M. & Georgantopoulos, I., Atlantisciences, Paris, France, 35, 2000.**

[112] [Jones & Forman, 1999] C. JONES **& W.** FORMAN **–** ***Einstein Observatory Images of Clusters of Galaxies*****, ApJ, 511, 65, 1999.**

[113] [Johnstone et al., 1998] R.M. JOHNSTONE **et al. –** ***X-ray and radio observations of the poor cluster A3581 which hosts the radio galaxy PKS 1404-267*****, MNRAS, 298, 854, 1998.**

[114] [Joy et al., 2001] M. JOY **& al. –** ***Sunyaev-Zel'dovich effect imaging of massive clusters of galaxies at redshift*** $z \geq 0.8$**, ApJ, 551L, 1, 2001.**

[115] [Kahn 1997] S.M. KAHN **–** ***High Resolution X-Ray Spectroscopy with the X-Ray Multi-Mirror Mission (XMM)*****, AAS, 191, 9603, 1997.**

[116] [Kaiser, 1986] N. KAISER **–** ***Evolution and clustering of rich clusters*****, MNRAS, 222, 323, 1986.**

[117] [Kay et al., 2001] S.T. KAY **& al. –** ***Sunyaev-Zel'dovich predictions for the Planck Surveyor satellite using the Hubble volume simulations*****,MNRAS, 325, 835, 2001, astro-ph/0102352.**

[118] [Kneissl et al., 2001] R. KNEISSL **& al. –** ***Surveying the sky with the Arcminute MicroKelvin Imager: expected constraints on galaxy cluster evolution and cosmology*****, MNRAS, 1-13, 2001. astroph/0103042**

[119] [Kochanek 2002] C.S. Kochanek – ***What Do Gravitational Lens Time Delays Measure?*****, ApJ, 583, 49, 2002.**

[120] [Lahav & Suto, 2003] O. Lahav & Y. Suto, – ***Measuring our universe from galaxy redshift surveys*****, invited review article submitted to Living Reviews in Relativity, astro-ph/0310642.**

[121] [Laroque et al., 2002] – ***Sunyaev-Zel'dovich Effect Imaging of MACS Galaxy Clusters at z > 0.5*, AAS, 200, 4105, 2002.**

[122] [Lange et al., 2000] A.E. LANGE et al., – ***First Estimation of cosmological parameters from*** BOOMERANG, **astro-ph/0005004, 2000.**

[123] [Lin et al., 1996] H. LIN et al. – ***The power spectrum of galaxy clustering in the Las Campanas Redshift Survey*, ApJ, 417-617, 1996.**

[124] [Lee et al., 1998] J. LEE et al. – ***Comparison of analytical mass functions with numerical simulations*, Astro-ph/9811004, 1998.**

[125] [Lewis et al., 2002] A.D. LEWIS et al. – ***New X-ray clusters in the Einstein Extended Medium-Sensitivity Survey. I. Modifications ti the X-ray luminosity function*, ApJ, 566, 744, 2002.**

[126] [Lima Neto et al., 2003] G.B. LIMA NETO et al. – ***BeppoSAX observation of the cluster Abell 970*, A&A, 398, 31L, 2003.**

[127] [Limousin (thèse)] M. LIMOUSIN – ***Contrainte sur la distribution de masse des galaxies par cisaillement gravitationnel*, thèse, 2004.**

[128] [Lumb et al., 2002a] D.H. LUMB et al. – ***XMM-Newton calibration - an overview*, "New Visions of the X-ray Universe",proceedings, ESTEC, 2001, astro-ph/0203276.**

[129] [Lumb et al., 2002b] D.H. LUMB et al. – ***X-ray background measurements with XMM-Newton EPIC*, A&A, 389, 93L, 2002 .**

[130] [Lumb et al., 2004] D.H. LUMB et la collaboration XMM-Newton Ω – ***The XMM–NEWTON Omega Project: I. The X-ray Luminosity - Temperature Relation at z>0.4*, A&A, 420, 853, 2004.**

[131] [Lumb et al., 2004b] D.H. LUMB et al. – ***In-orbit Vignetting Calibrations of XMM-Newton Telescopes*, accepté "Experimental Astronomy", astro-ph/0403647.**

[132] [Maddox et al., 1990] S.J. MADDOX et al. – ***The APM galaxy survey. I - APM measurements and star-galaxy separation*, MNRAS, 243, 692, 1990.**

[133] [Markevitch, 1998] A. MARKEVITCH – ***The L X-T Relation and Temperature Function for Nearby Clusters Revisited*, ApJ 504, 27, 1998**

[134] [Markevitch et al., 1998] A. MARKEVITCH et al. – ***The Temperature Structure of 30 Nearby Clusters Observed with ASCA: Similarity of Temperature Profiles*, ApJ, 503, 77, 1998.**

[135] [Marty et al., 2002] P. MARTY et al.– ***Data analysis methods for XMM-Newton observations of extended sources. Application to bright massive clusters of galaxies at z=0.2*, SPIE proceedings, vol.4851.**

[136] [Marty (thèse)2003] P. MARTY, **thèse, 2003.**

[137] [McCammon & Sanders, 1990] D. MCCAMMON & D.T. SANDERS– ***The soft X-ray background and its origins*, ARA&A, 28, 657**

[138] [Melin, thèse, 2004] J-B. MELIN **Thèse.**

[139] [Mewe et al., 1986] R. MEWE et al., **A&AS, 62, 197, 1986.**

[140] [Mitchell et al., 1976] R.J. MITCHELL& al.– ***Ariel 5 observations of the X-ray spectrum of the Perseus Cluster*** , **MNRAS, 176, 29p, 1976.**

[141] [Mohr et al., 1999] J.J. MOHR et al.– ***Properties of the Intracluster Medium in an Ensemble of Nearby Galaxy Clusters*, ApJ, 517, 627, 1999.**

[142] [Muanwong et al., 2001] O. MUANWONG et al. – ***The effect of cooling and preheating on the X-ray properties of clusters of galaxies*, MNRAS, 336, 527, 2002.**

[143] [Mullis et al., 2001]C. R. MULLIS **et al.** – ***The ROSAT North Ecliptic Pole Survey X-Ray Data*, ApJ, 553, 119, 2001.**

[144] [Mullis et al., 2003] C. R. MULLIS **et al.** – ***The 160 Square Degree ROSAT Survey: The Revised Catalog of 201 Clusters with Spectroscopic Redshifts*, ApJ, 594, 154, 2003.**

[145] [Mullis et al., 2003b] C.R. MULLIS **et al., proceeding**

[146] [Mullis et al., 2004] C.R. MULLIS **et al.** – ***Evolution of the Cluster X-Ray Luminosity Function*, ApJ, 607, 175, 2004.**

[147] [Navarro et al., 1997] J.F. NAVARRO **et al.** – ***A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering*,ApJ, 490, 493, 1997.**

[148] [Nevalainen et al., 2000] J. NEVALAINEN **et al.** – ***The Cluster M-T Relation from Temperature Profiles Observed with ASCA and ROSAT*, ApJ, 532, 694, 2000.**

[149] [Nichol et al., 1999] R.C. NICHOL **et al.** – ***The Bright SHARC Survey: The X-Ray Cluster Luminosity Function***

[150] [Novicki et al., 2002] NOVICKI **et al.** –***Yhe evolution of the galaxie cluster Luminosity-Temperature relation*, AJ, 124, 2413, 2002.**

[151] [Oukbir & Blanchard 1992] J. OUKBIR, **A.** BLANCHARD – ***X-ray clusters in open universes*, A&A 262, L21-L24, 1992.**

[152] [Oukbir (thèse)] J. OUKBIR, – ***Thèse de doctorat, Amas de galaxies en X: une nouvelle contrainte sur les modèles de formation des galaxies*, 1993.**

[153] [Oukbir & Blanchard 1997] J. OUKBIR **& A.** BLANCHARD – ***X–ray Clusters: Towards a New Determination of the Density Parameter of the Universe*, A&A, 317, 1O, 1997.**

[154] [Oukbir, Blanchard & Bartlett, 1997] J. OUKBIR **et al.** – ***X-Ray galaxy clusters: constraints on models of galaxy formation*, A&A, 320, 365, 1997.**

[155] [Padmanabhan 1992] T. PADMANABHAN **D.** NARASIMHA – ***Constraint on the shape of the density spectrum from cobe and galaxy surveys*, Royal Astronomical society,259—41, 1992.**

[156] [Padmanabhan 1993] T. PADMANABHAN – ***Structure formation in the universe*, Cambridge University Press, 1993.**

[157] [Padmanabhan 1995] T. PADMANABHAN – ***Structure formation: models, dynamics and status*, astro-ph/9508121, 1995.**

[158] [Page et al., 2003] L. PAGE **et al.**– ***First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Interpretation of the TT and TE Angular Power Spectrum Peaks*, ApJS, 148, 233, 2003.**

[159] [Paturel 1998] T. PATUREL **& al.** – ***Hubble constant from sosie galaxies and HIPPARCOS geometrical calibration*, astro-ph/9810155, 1998.**

[160] [Peacock 1999a] J.A. PEACOCK – ***Cosmological Physics*** **Cambridge University Press, 1999.**

[161] [Peacock 1999b] J.A. PEACOCK – ***Clustering of mass and galaxies*** **Lectures at the** NATO ASI **structure formation in the universe Cambridge, 1999. astro-ph/0002013.**

[162] [Peacock & Dodds, 1994] J.A. PEACOCK **& S.J.** DODDS– ***Reconstructing the linear power spectrum of cosmological mass fluctuations*, MNRAS,267, 1020-1034, 1994.**

[163] [Peacock 2003] J.A. PEACOCK – ***Large scle structures*** **Cours à l'école d'été de Cargèse "Frontiers of the Univers", en cours d'édition, septembre 2003.**

[164] [Peebles, 1980] P.J.E Peebles – ***The large scale strucures in the Universe*, Princeton University Press.**

[165] [Peebles et al., 1989] P.J.E Peebles, **R.A.** Daly & **R.** Juszkiewicz – ***Masses of rich clusters of galaxies as a test of the biased cold dark matter theory*, ApJ, 347, 563, 1989.**

[166] [Peebles 1993] P.J.E Peebles – ***Principles of Physical Cosmology*, Princeton University Press, 1993.**

[167] [Peebles & Ratra 2003] P.J.E Peebles & **B. Ratra**– ***The Cosmological Constant and Dark Energy*, 2003, Rev. Mod. Phys.,75, 559-606**

[168] [Pello et al., 2004] R. Pello **et al.** – ***Observing z>7 sources with the GTC*,astro-ph/0404131**

[169] [Pen 1997] S. Pen – ***Measuring the universal deceleration using angular diameter distances to clusters of galaxies*, NewA, 2, 309, 1997.**

[170] [Perlmutter et al., 1999] S. Perlmutter & **al.** – ***Measurements of omega and lambda from 42 high redshift supernovae*, ApJ, 517, 565, 1999.**

[171] [Perrenod et al., 1980] S.C. Perrenod & **al.** – ***The evolution of cluster X-ray sources. IV - The luminosity function*, ApJ, 236, 373, 1980.**

[172] [Perrenod & Henry, 1981] S.C. Perrenod & **J.P.** Henry – ***X-ray temperatures of distant clusters of galaxies*, ApJ, 247L, 1, 1981.**

[173] [Petitjean 1998] P. Petitjean – qso ***Absorption Line Systems*, astro-ph/9810418, 1998.**

[174] [Pettini 2001] M. Pettini – ***A New Measurement of the Primordial Abundance of Deuterium: Toward Convergence with the Baryon Density from the CMB?*, ApJ, 560, 41, 2001.**

[175] [Pierpaoli et al., 2001] E. Pierpaoli **et al.** – ***Power-spectrum normalization from the local abundance of rich clusters of galaxies*, MNRAS, 325, 77, 2001.**

[176] [Pierpaoli et al., 2003] E. Pierpaoli **et al.** – ***On determining the cluster abundance normalization*, MNRAS, ..., 2003.**

[177] [Press & Schechter, 1974] W.H. Press & **P.** Schechter – ***Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation*, ApJ, 187, 425,1974.**

[178] [Primak 1999] J.R. Primak – ***Dark Matter and structure formation, Formation of structure in the universe part one*, Cambridge University Press, 1999.**

[179] [Ratra & Peebles, 1988] B. Ratra & **P.J.E Peebles**– ***Cosmological consequences of a rolling homogeneous scalar field*, 1988, Phys. Rev., 37, 3406R**

[180] [Raymond & Smith, 1977] J.C. Raymond **and B.W.** Smith – ***Soft X-ray spectrum of hot plasma*, ApJS, 35, 419-439, 1977.**

[181] [Reese et al., 2000] E.D. Reese & **al.** – ***Sunyaev-Zel'Dovich determined distances to high redshift galaxy cluster*, IAP 2000 meeting.**

[182] [Reichart et al., 1999] D.E. Reichart **et al.**– ***A Deficit of High-Redshift, High-Luminosity X-Ray Clusters: Evidence for a High Value of** $Omega_M$ ***?*, ApJ, 518, 521, 1999.**

[183] [Reiprich & Böhringer, 2002] T. Reiprich & **H.** Böhringer – ***The Mass Function of an X-Ray Flux-limited Sample of Galaxy Clusters*, ApJ, 567, 716, 2002.**

[184] [Riess et al., 1998] A. Riess & **al.** – ***Observational evidence from supernovae for an accelerating Universe and a cosmological constant*, Astronomical Journal, 119, 1009, 1998.**

[185] [Riess et al., 2001] A. Riess & al. – ***The Farthest Known Supernova: Support for an Accelerating Universe and a Glimpse of the Epoch of Deceleration***, **ApJ, 560, 49, 2001.**

[186] [Riess et al., 2004] A. Riess et al. – ***Type Ia Supernova Discoveries at z ¿ 1 from the Hubble Space Telescope: Evidence for Past Deceleration and Constraints on Dark Energy Evolution***, **ApJ, 607, 665, 2004.**

[187] [Robertson & Noonan, 1968] H.P. Robertson, T.W. Noonan – ***Relativity and cosmologie***, **W.B. Sauders compagny, 1968.**

[188] [Robinson et al., 2000] J. Robinson et al. – ***Constraining primordial non-gaussianity with the abondance of high-redshift clusters***, **ApJ, 532, 1, 2000.**

[189] [Romer et al., 2000] A.K. Romer et al. – ***The Bright SHARC Survey: The Cluster Catalog***, **ApJS, 126, 209, 2000.**

[190] [Romer et al., 2000] A.K. Romer et al. – ***A serendipitous galaxy cluster survey with XMM: expected catalogue properties and scientific applications***, **ApJ, 547, 594, 2000.**

[191] [Roussel et al., 2000] H. Roussel et al. – ***The baryon content of groups and clusters of galaxies*** **,A&A, 361, 429, 2000.**

[192] [Rosati et al., 1995] P. Rosati et al. – ***A first determination of the surface density of galaxy clusters at very low x-ray fluxes***, **ApJ, 445, 11, 1995.**

[193] [Rosati et al., 2002] P. Rosati, S. Borgani, C. Norman – ***The evolution of X-ray Clusters of Galaxies***, **Annual reviews of Astrronomy and Astrophysics, 40:539-577, 2002.**

[194] [Sadat & Blanchard, 2001] R. Sadat & A. Blanchard – ***New light on the baryon fraction in galaxy clusters***, **A&A, 371, 19-24, 2001.**

[195] [Sadat et al., 2001] R. Sadat et al. – ***Introducing BAX: a database for X-ray clusters and groups of galaxies***, **sous presse, A&A, 2004, astro-ph/0405457 .**

[196] [Sadat et al. 1998] R. Sadat et al. – ***Constraining Ω_0 from X-ray properties of clusters of galaxies at high redshift***, **A&A, 329, 429, 1998.**

[197] [Sadat et al., 2004] R. Sadat, A. Blanchard, S.C. Vauclair et la collaboration "XMM-Newton Ω" – ***The baryon fraction in remote galaxy clusters observed with XMM***, **sf2a conférence, 2004.**

[198] [Sarazin 1986] C.L. Sarazin – ***X-Ray emission from clusters of galaxies***, **Reviews of modern physics, vol 58, 1986.**

[199] [Sasaki, 1996] S. Sasaki – ***A New Method to Estimate Cosmological Parameters Using the Baryon Fraction of Clusters of Galaxies***, **PASJ, 48, 119, 1996.**

[200] [Scharf et al., 1997] C.A. Scharf et al.– ***The Wide-Angle ROSAT Pointed X-Ray Survey of Galaxies, Groups, and Clusters. I. Method and First Results***, **ApJ, 477, 79, 1997.**

[201] [Serlemitsos et al. 1977] P.J. Serlemitsos – ***X-radiation from clusters of galaxies - Spectral evidence for a hot evolved gas***, **ApJ, 211L, 63, 1977.**

[202] [Sheth & Tormen 1999] R. K. Sheth & G. Tormen – ***Large-scale bias and the peak background split***, **MNRAS, 308, 119, 1999.**

[203] [Sheth, Mo & Tormen, 2001] R. K. Sheth et al. – ***Ellipsoidal collapse and an improved model for the number and spatial distribution of dark matter haloes***, **MNRAS, 323, 1, 2001.**

[204] [Silk, 1967] J. Silk, **OP.CIT.**

[205] [Smith 1936] S. Smith, **ApJ, 83, 23, 1936.**

[206] [Soucail 1987] G. Soucail – ***Further data on the blue ring-like structure in A370***, A&A, Vol. 184, p. L7, 1987.

[207] [Sparnaay 1957] M. Sparnaay – ***Measurement of attractive forces between flat plates***, Nat., 180, 334, 1957.

[208] [Spergel & WMAP collab., 2003] D.N. Spergel & the WMAP collaboration – ***First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters***, ApJS, 148, 175, 2003.

[209] [Stark et al., 1984]; Bell Lab, 1984.

[210] [Struble & Rood 1991] M.F Struble & H.J. Rood– ***A compilation of redshifts and velocity dispersions for Abell clusters (epoch 1991.2)***, ApJS, 77, 363, 1991.

[211] [Sunyaev & Zel'Dovich, 1972] R.A. Sunyaev, Y.B. Zel'Dovich, Comments Astrophys. Space Phys. 4, 173, 1972.

[212] [Tanaka et al., 1994] Y. Tanaka – ***The X-ray astronomy satellite ASCA***, PASJ, 46, 37, 1994.

[213] [Tegmark et al., 1997] M. Tegmark et al. – ***How Small Were the First Cosmological Objects?***, ApJS, 148, 175, 1997.

[214] [Tully & Fischer, 1977] R.B. Tully, J.R. Fischer – ***A new method of determining distances to galaxies***, A&A, 54, 661, 1977.

[215] [Turner 1999] M.S. Turner – ***Cosmologicals parameters***, astro-ph/9904051 ,1999.

[216] [Turner 1997] M.J.L. Turner – ***The EPIC Focal Plane Instrument on XMM***, AAS, 191, 9604, 1997.

[217] [Tytler et al., 2000] D. Tytler – ***Review of Big Bang nucleosyntgesis and primordial abundances***, published in Physica Scripta, 85, p. 12, 2000.

[218] [Tytler et al., 2004] D. Tytler et al. – ***Cosmological parameters*** $sigma_8$***, the baryon density, and the UV background intensity from a calibrated measurement of H I Lyman-alpha absorption at z = 1.9***, astro-ph/0403688.

[219] [Van Waerbeke et al., 2002] L. Van Waerbeke et al. – ***Likelihood analysis of cosmic shear on simulated and VIRMOS-DESCART data***, A&A, 393, 369, 2002.

[220] [Van Waerbeke et al., 2004] L. Van Waerbeke et al., astro-ph/0406468

[221] [Vauclair et al., 2003] S.C. Vauclair and the XMM-Newton Ω-project collaboration – ***The XMM-Newton Ω-Projetc II: Cosmological implications from the high redshift L-T relation***, astro-ph/9904051 ,1999

[222] [Viana & Liddle, 1999] P.T.P. Viana & A.R. Liddle – ***Galaxy clusters at*** $0.3 < z < 0.4$ ***and the value of*** Ω_0, MNRAS, 303, 535, 1999.

[223] [Viana et al., 2003a] P.T.P. Viana et al. – ***The power spectrum amplitude from clusters revisited:*** σ_8 ***using simulations with pre-heating and cooling***, MNRAS, 346, 319, 2003.

[224] [Viana et al., 2003b] P.T.P. Viana et al. – ***First Results from the XCS***, IAUS, 216, 59, 2003.

[225] [Vikhlinin et al., 1998] A. Vikhlinin et al. – ***A catalog of 200 Galaxy clusters serendipitously detected in the ROSAT-PSPC pointed observations***, 1998, ApJ, 502, 558

[226] [Vikhlinin et al., 1999] A. Vikhlinin et al. – ***Outer Regions of the Cluster Gaseous Atmospheres***, ApJ, 525, 47, 1999.

[227] [Vikhlinin et al., 2002] A. Vikhlinin et al. – ***Evolution of the cluster X-ray scaling relation since*** $z < 4$, ApJ, 578, L107, 2002.

[228] [Vikhlinin et al., 2003] A. Vikhlinin et al. – ***Cosmological Constraints from the Evolution of the Cluster Baryon Mass Function at z 0.5***, **ApJ, 590, 15, 2003.**

[229] [Voges et al., 1999] W. Voges et al. – ***The ROSAT all-sky survey bright source catalogue***, **A&A, 349, 389, 1999.**

[230] [Voit & Donahue, 1998] G.M. Voit & M. Donahue – ***On the Evolution of the Temperature-Virial Mass Relation for Clusters of Galaxies***, **ApJ, 500L, 111, 1998.**

[231] [Voit, 2000] G.M. Voit – ***Cluster Temperature Evolution: The Mass-Temperature Relation***, **ApJ, 543, 113, 2000.**

[232] [Weinberg 1989] S. Weinberg – ***The cosmological constant problem*** ,

[233] [Weinberg 1972] S. Weinberg – ***Gravition and Cosmology***, **John Wiley & Sons, 1972.**

[234] [Weinberg et al., 1999] H. Weinberg & al. – ***Closing in on*** Ω_M ***: The Amplitude of mass fluctuation from galaxy clusters and the Ly*** α ***forest***, **The ApJ, 522, 563, 1999.**

[235] [White et al., 1993] S.D.M White et al. – ***The Baryon Content of Galaxy Clusters - a Challenge to Cosmological Orthodoxy***, **NATURE, 366, 429, 1993.**

[236] [White 2000] D.A. White – ***Deconvolution of ASCA X-ray data-II. Radial temperature and metallicity profiles for 106 galaxy clusters***, **MNRAS, 312, 663W, 2000.**

[237] [Wu et al. 1999] X.-P. Wu et al.– ***The*** $L_X - T$ ***and*** $L_X - \sigma$ ***Relationships for Galaxy Clusters Revisited***, **ApJ, 524, 22, 1999.**

[238] [Zwicky 1933] F. Zwicky, **Helv. Phys.Acta 6, 110, 1933.**

AUTHOR : Sébastien C. VAUCLAIR

TITLE : X-Ray properties of distant galaxy clusters and cosmological implications

THESIS SUPERVISOR : Alain BLANCHARD

SUMMARY : X-ray observations of clusters of galaxies allow two kinds of studies : first they can be individually analysed as cosmological objects, thanks to the capacity of spectro-imagery of XMM-Newton and Chandra telescopes, second they can be used to study the composition and the evolution of the Universe as a whole. These objects present a real cosmological interest as they are the biggest and the most massive cosmological objects, lately formed through the gravitational collapse of dense regions.

The growth of the large scale structures of the Universe is described by an accretion scenario wich strongly depends on the composition and density of its matter. The statistical study of the evolution of a representative sample of the cluster population at various epochs allows to constraint directly and strongly the cosmological parameters. A detailed study of the relations used to model the cluster number density is also presented as well as a detailed study of the uncertainties. In particular, my implication in a large program based on XMM-Newton observations of distant X-ray clusters allowed me to study in great details the luminosity-temperature relation of X-ray clusters and to measure its evolution with redshift.

The quest of precision in contraining the cosmological parameters and the amazing consensus raised in favor of the "dark energy" detection made this subject very exciting and a comparaison with other works is also presented. .

KEYWORDS : Cosmology, galaxy clusters, cosmological parameters, large scale structures.

AUTEUR : Sébastien VAUCLAIR

TITRE : CARACTERISTIQUES X DES AMAS DE GALAXIES DISTANTS ET APPLICATIONS COSMOLOGIQUES

DIRECTEUR DE THÈSE : Alain BLANCHARD

DATE ET LIEU DE SOUTENANCE : Le vendredi 24 Septembre 2004 à 11h, Salle Coriolis de l'Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse

---

RÉSUMÉ : L'observation des amas de galaxies dans le domaine des rayons X permet, d'une part, de les étudier individuellement grâce à la capacité de spectro-imagerie haute-précision des instruments de dernière génération tels qu'XMM-Newton et Chandra, d'autre part, de les détecter jusqu'à de très grandes distances, ce qui permet de tester les phénomènes d'évolution. Ces objets ont un intérêt cosmologique particulier puisqu'ils sont les plus massifs de l'Univers et qu'ils se sont formés relativement tardivement par l'effondrement des zones denses sous l'effet de leur propre gravité. Le scénario de formation des grandes structures dans l'Univers est relié au phénomène d'accrétion de la matière sous l'effet de la gravité, qui dépend principalement du paramètre de densité de matière de l'univers. L'étude statistique de la population des amas de galaxies à différentes époques permet donc d'apporter des contraintes fortes sur les paramètres cosmologiques, indépendamment des autres méthodes : en ce sens l'évolution de la population des amas de galaxies est un excellent "outil cosmologique". Cette thèse présente différentes applications de ce test cosmologique, une étude détaillée des relations nécessaires à la modélisation de la formation des amas et les incertitudes qui y sont liées. En particulier, ma participation à un large programme d'observation d'amas distants avec le satellite XMM-Newton de l'ESA m'a permis une étude approfondie de la relation entre la luminosité et la température des amas à grand décalage spectral.

Enfin, étant donné l'enjeu lié à la détermination des paramètres cosmologiques et de la densité d'"énergie sombre" en particulier, une comparaison des résultats obtenus avec d'autres travaux est proposée et les subtilités intrinsèques à l'application de ce test sont analysées. .

MOTS-CLEFS : Cosmologie, amas de galaxies, paramètres cosmologiques, formation des grandes structures .

DISCIPLINE ADMINISTRATIVE : Astrophysique

INTITULÉ ET ADRESSE DU LABORATOIRE :

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse et de Tarbes – UMR 5572
Observatoire Midi–Pyrénées
14, avenue Edouard Belin
31400 Toulouse
FRANCE