Formation & Evolution des galaxies par l'approche semi-analytique

Morgane Cousin

▶ **To cite this version:**

Morgane Cousin. Formation & Evolution des galaxies par l'approche semi-analytique. Autre. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. Français. NNT : 2013PA112144 . tel-00968765

HAL Id: tel-00968765

https://theses.hal.science/tel-00968765

Submitted on 1 Apr 2014

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.

UNIVERSITÉ PARIS SUD

Thèse de doctorat – spécialité Astronomie & Astrophysique

Formation & évolution des galaxies par l'approche semi-analytique

Morgane Cousin

Université Paris Sud XI

UFR de Physique — école doctorale 127

Formation & évolution des galaxies par l'approche semi-analytique

Présenté publiquement le 24 Septembre 2013
pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Université de Paris-Sud XI

–

spécialité

–

Astronomie & Astrophysique

par

Morgane Cousin

Devant le jury constitué par

Presidente	: Nabila Aghanim	IAS, Orsay, France
Directrice	: Guilaine Lagache	IAS, Orsay, France
Rapporteurs	: Daniel Pfenniger	Observatoire de Genève, Sauverny, Suisse
	Romain Teyssier	Institut de Physique Théorique, Zürich, Suisse
Examinateurs	: Bruno Guiderdoni	CRAL, Lyon, France
	Joseph Silk	IAP, Paris, France
Invités	: Nicolas Bouché	LATT, Toulouse, France
	Laurence Tresse	LAM, Marseille, France

Institut d'Astrophysique Spatiale
UMR 8617

A mon père dont la voix,
un matin de septembre 2012,
a cessé de me guider.

La vie, c'est comme une bicyclette, il faut avancer pour ne pas perdre l'équilibre.

- Albert Einstein (1879 - 1955)

Abstract

Semi-analytical models (SAMs) are currently the best way to understand the formation of galaxies and clusters within the cosmic web dark-matter structures. While they fairly well reproduce the local stellar mass function, correlation function and luminosity function, they fail to match observations at high redshift ($z \geq 3$) in most cases, particularly in the low-mass range. The inconsistency between models and observations indicates that the history of gas accretion in galaxies, within their host dark-matter halo, and the transformation of gas into stars, is not well followed.

In this thesis, we introduce a new version of the `GalICS` model and we use it to explore the impact, on the star formation and in the low-mass range, of supernovae feedback and photo-ionization. These two mechanisms are commonly used to limit the amount of gas available to form stars.

We will show that, even with a strong efficiency, these two process cannot explain the observed stellar mass function, luminosity functions, and the stellar mass versus dark matter halo mass relation. We will thus introduce two ad-hoc modifications of the standard paradigm. We propose first a strong modification of the star formation efficiency as a function of the dark matter halo mass. This model produces good results, especially on the faint end of the stellar mass function, but is, by construction, in disagreement with the well known Kennicutt star formation law. We will thus introduce a deeper change, based on a no star-forming gas component, and a new gas distribution in the galaxy discs. The reservoir in which stays the no star-forming gas generates a delay between the gas accretion and star formation. This model is in very good agreement with a large set of observations. However, it poses the question of the origin of the no star-forming gas. We will discuss its origin in the framework of the large scale disturbed dynamic of high-redshift structures.

Remerciements

La rédaction d'un manuscrit de thèse, étape clée clôturant une étape de vie, est une épreuve difficile à bien des égards. Souvant repoussée, pour telle ou telle raison, il est un moment où il est impossible de reculer. Pour ma part, ce moment est arrivé au début du mois de mai 2013. Il a alors fallu poser définitivement sur le papier les réflexions, les choix, les problèmes et les solutions abordés durant trois années de recherche.

Aujourd'hui achevée, j'espère avoir transmis au travers de ce manuscrit toute ma passion pour ce domaine fascinant qu'est l'astrophysique extragalactique. Cette passion n'est pas nouvelle, je la porte avec moi depuis l'âge de 11 ans. Ceci introduit parfaitement mes premiers remerciements, ceux qui s'adressent à mes parents. Même s'ils ont pu/dû douter d'une telle entreprise [1], jamais leur soutien et leur engagement à mes côtés n'a connu de failles. "Tout cela commence par un bac S ! !" me répétaient-ils, "Du travail et de la rigeur ! !" ajoutaient-ils. A présent diplômé, jamais je ne trouverais les mots pour leur dire, à juste titre, ***Merci !***.

Au quotidien, les journées passées devant les écrans de code sont parfois longues, l'esprit s'égard dans des réflexions, des suppositions, des pistes de recherches, sans fin... Je conçois que mes humeurs, mes joies et mes déceptions, dictées par les caprices algorithmiques ne sont pas toujours compatibles avec la vie de couple. Pour autant, jamais le soutien d'Aurélie, ma femme, n'a diminué. Elle m'a accompagné, jour àprès jour, jusqu'à l'épreuve ultime : la relecture de ce manuscrit. Page après page, elle a traqué les fautes d'orthographe, de syntaxe et autre tourments imposés par notre chère langue française. Pour sa présence et son investissement à mes

1. Celle de présenter un jour une thèse en astrophysique

côtés, un très très grand ***Merci !***.

L'aventure scientifique et humaine que représente une thèse ne se vit pas seule. Jamais les travaux présentés au sein de ce manuscrit n'auraient été réalisés sans la confiance et le soutien de ma directrice de thèse, Guilaine Lagache. Tout au long de cette thèse, elle a su parfaitement conjuger les conditions d'un encadrement rigoureux, avec l'autonomie et la liberté de réflexion qui me sont chères. Pour cela et tant d'autres choses, un grand ***Merci !***.

Cette thèse a été pour partie rélisée en collabortation avec le Centre de Recherche en Astrophysique de Lyon (CRAL). Pour leur accueil durant les nombreuses semaines passées là bas, leur conseils et leurs éclairages dans les premiers instants de déchiffrage de GalICS, je tiens à les remercier. Je pense tout particluièrement à Bruno Guiderdoni et Jérémy Blaizot.

Merci à l'ensemble des membres du jury Nabila Aghanim, Daniel Pfenniger, Romain Teyssier, Bruno Guiderdoni, Joseph Silk, Nicolas Bouché et Laurence Tresse pour le temps qu'ils ont passé à évaluer mon travail. Une mention particulière à Daniel Pfenniger et Romain Teyssier qui ont fait le déplacement depuis la Suisse et à Nicolas Bouché qui à suivi la soutenance en audio-conférence.

Comme explicité précédemment, mes parents, ma femme et l'ensemble de ma famille ont été les soutiens les plus forts. Ces trois années ont été marquées par les plus grandes joies mais également par les plus grandes peines. Le contraste infini, à quinze jours d'intervalle, de mon mariage heureux et du décès aussi brutal que soudain de mon cher papa a marqué à jamais l'année 2012, deuxième année de ma thèse. C'est dans ces moments là que le soutien des amis est un atout indiscutable. Un très très grand merci à Mathieu G., Thibaut C., Matthieu B.[2], Cédric C., Pierre, G., David G. et Vincent B.

Au delà de ce soutien dans les épreuves, merci à Mathieu G. pour les longues soirées passées ensemble, à Bures puis à Massy, durant lesquelles aucun versant de la science n'a été oublié. Binôme de TP des premières années de fac angevines, tu as toujours été là et, par ces quelques lignes évidemment trop courtes je t'adresse un très grand ***Merci !***.

Le trio angevin ne serait pas complet sans Thibaut C. Amis depuis les toutes premières minutes de L1[3], au volant de ta 106, tu nous menas, un samedi de portes ouvertes, sur les routes de ce campus d'Orsay. Ce voyage inoubliable marquera le début de l'aventure. M1, M2 puis thèse, tu choisiras la chimie ; ce sera physique

2. Sans toi, je ne serais jamais parti à Boulder, Merci !!
3. La réponse n'est rien d'autre qu'un Kinder surprise !!!!

pour moi et Mathieu. Pour toutes ces années et toutes les prochaines, je tiens à te dire un très grand ***Merci !***.

Il est des bureaux d'un labo qui présentent des caractères attractifs indéniables. Celui de Cédric C. en est un. Je tiens ici à m'excuser pour les interminables monologues d'explications algoritmico-physiques que je lui ai servi au cours de ces trois années. ***Merci*** à toi.

Pour finir et étant certain d'oublier un grand nombre de personnes, je tiens à remercier l'ensemble des chercheurs et post-doc de l'équipe MIC, Hervé D., pour m'avoir ouvert les portes de l'IAS en stage de M1, Alexendre B. pour ses conseils et remarques en matière de programmation, Pierre Guillard pour nos longues discussions, toujours enrichissantes sans oublier l'incroyable Jean-Loup Puget dont la conversation astrophysico-aérienne du retour Banyul-Paris me donne encore des pistes de recherche pour les trente prochaines années. A toutes ces personnes ainsi qu'à l'ensemble des membres des services informatique et administratif de l'Institut d'Astrophysique Spatiale, j'adresse ici mes plus sincères remerciements.

Table des matières

Abstract viii

Remerciements x

Table des matières xv

Introduction 1

1 La prise de conscience d'un Univers en évolution 9
1.1 Un peu d'histoire, de Démocrite à Hubble 11
1.2 L'observation moderne, l'ère des grands relevés *industriels* 13
1.2.1 Des outils diversifiés 13
1.2.2 L'ère des grands relevés 15
1.3 Des photons aux propriétés physiques élémentaires 18
1.3.1 Photométrie en bandes larges 18
1.3.2 Spectroscopie 24
1.3.3 Les différentes facettes d'une galaxie, voyage sur le spectre électromagnétique 24
1.3.4 Population stellaire, construction de spectres de synthèse . . 26
1.3.5 Spectre stellaire complet, signature de l'histoire de formation des étoiles. 28
1.3.6 Extinction et émission infrarouge 30
1.3.7 Construire et analyser le spectre complet 32
1.4 Les traces d'une évolution 39

1.4.1 Morphologies 39
1.4.2 Couleurs et séquences 42
1.4.3 Effets d'environnement 47
1.4.4 Le fond diffus infrarouge, l'histoire de la formation stellaire . 50
1.4.5 Evolution en luminosité et en masse des galaxies : l'approche statistique 54
1.5 Une évolution séculaire, parsemée d'évènements violents ? 60
1.5.1 Séquence principale et galaxies à flambée de formation stellaire : les révélations du taux de formation stellaire spécifique 61
1.5.2 Formation stellaire modérée, flambée d'étoile et extinction . . 63

2 Un cadre pour la formation des galaxies 67
2.1 Décrire la géométrie et le contenu de notre Univers 69
2.1.1 Géométrie et Univers relativiste 69
2.1.2 Décalage spectral (redshift) et mesure de distances 71
2.1.3 Le contenu de notre Univers 72
2.2 La matière noire, grandes structures et modèle de formation hiérarchique 77
2.2.1 L'émergence de l'hétérogénéité 78
2.2.2 Les grandes structures révélées par l'ordinateur 79
2.2.3 Le modèle de formation hiérarchique des galaxies 81
2.3 Représenter et quantifier la structuration des halos de matière noire, hôtes de la formation des galaxies. 84
2.3.1 Le formalisme de Press-Schechter 85
2.3.2 L'analyse des simulations N-corps 89
2.3.3 Comparaison des deux approches 98

3 Vers une analyse approfondie des arbres de fusion 103
3.1 Simulation N-corps, extraction des arbres de fusion 105
3.1.1 Description de la simulation N-corps 105
3.1.2 Extraction des arbres de fusion 105
3.2 Propriétés et grandeurs caractéristiques des halos de matière noire . 108
3.2.1 Profil de densité 108
3.2.2 Evolution de la concentration : c 110
3.2.3 *Spin* du halo, λ, paramètre dynamique .... ou pas ! 112
3.2.4 Potentiel de gravitation, vitesses et temps caractéristiques . . 114
3.3 Accrétion et assemblage progressif des halos, hôtes de la formation des galaxies 115

3.3.1 Notion d'accrétion diffuse . . . 115
3.3.2 Un nouvel estimateur : M_{acc} . . . 119
3.3.3 Comparaison entre les différents estimateurs . . . 121
3.4 Stabilité des halos : sélection des branches *saines* . . . 125
3.4.1 Assemblage progressif des halos, matière baryonique et hypothèses fondatrices . . . 125
3.4.2 Contenu baryonique initial et critères de stabilité. . . . 127
3.4.3 Algorithme de sélection des branches *saines* . . . 128
3.4.4 Conséquences et effets de la sélection des branches . . . 133

4 Mais que font les baryons ? 141
4.1 Halos de matière noire et schéma d'évolution du contenu baryonique 144
4.1.1 Couplage matière noire/baryon . . . 144
4.1.2 Schémas d'évolution . . . 145
4.1.3 Une galaxie semi-analytique . . . 149
4.2 Construire l'accrétion extérieure de baryon . . . 150
4.2.1 Quantifier l'accrétion baryonique, impact des processus de photo-ionisation . . . 151
4.2.2 Une accrétion bimodale . . . 156
4.3 Processus d'alimentation du cœur du halo . . . 163
4.3.1 De la chute libre du gaz froid 163
4.3.2 ... A la condensation radiative de la phase chaude . . . 164
4.3.3 Bilan du taux d'alimentation du cœur du halo . . . 171
4.4 Formation et évolution d'une galaxie . . . 176
4.4.1 Les grandes étapes de la formation et de l'évolution d'une galaxie . . . 176
4.4.2 Galaxies : une origine sous la forme d'un disque de gaz . . . 180
4.4.3 Instabilités dans le disque, formation de *clumps* . . . 190
4.4.4 Les fusions entre galaxies . . . 198
4.4.5 Bulbes et galaxies elliptiques . . . 202
4.4.6 La formation stellaire . . . 206
4.4.7 Bilan des échanges . . . 210
4.5 Les processus de rétroaction . . . 211
4.5.1 Origines des éjecta . . . 211
4.5.2 Expression des taux d'éjection . . . 212
4.5.3 Suivi thermique de l'atmosphère chaude . . . 217

4.5.4 Couplage du vent et de la phase chaude pré-existante 220
4.5.5 Fraction d'échappement 222
4.5.6 Retour sur l'activité du trou noir central 226
4.5.7 Comparaison au modèle de Somerville et al. (2008) 230

5 Un nouvel algorithme : *eGalICS* 237
5.1 Une orientation objet 239
5.1.1 Plusieurs composantes, plusieurs niveaux 239
5.1.2 Une structure orientée objets 240
5.1.3 La procédure élémentaire d'évolution 241
5.1.4 Schémas d'évolution hiérarchique 242
5.2 Un pas de temps adaptatif 243
5.2.1 A chacun son rythme 243
5.2.2 Des réservoirs tampons à l'alimentation de la galaxie 245
5.2.3 L'évolution conjointe du disque $\mathcal{D}$ et du bulbe $\mathcal{B}$ 249
5.2.4 Pas de temps effectifs pour les différentes composantes 251
5.2.5 L'évolution stellaire 252
5.3 Des résultats structurés et facilement exploitables 254
5.3.1 Les tables 254
5.3.2 Les lignes principales de temps 254
5.3.3 Les arbres de fusions 255

6 Réguler la formation stellaire, un problème récurrent ! 257
6.1 Retour sur les outils statistiques d'analyse 259
6.1.1 Fonctions de masse stellaire et de distribution des taux de formation stellaire 259
6.1.2 Construction des estimateurs de ces distributions 260
6.1.3 Autres outils 263
6.2 Résultat du modèle standard et de ses variations 264
6.2.1 Le modèle m_1 et ses deux variations m_0 et m_2 264
6.2.2 Principaux résultats de ces modèles : fonctions de masse 265
6.2.3 ... Relation entre masse stellaire et masse du halo 268
6.2.4 ... Distributions des taux de formation stellaire 270
6.2.5 ... Et, histoire de la formation stellaire. 274
6.3 Comparaison au modèle de Somerville et al. (2008) : le modèle m_3 . 276
6.4 Un constat d'échec 283

6.4.1 L'inefficacité des mécanismes de régulation de formation stellaire conduisant à la sur-production de galaxies peu massives 283
6.4.2 Quid de la densité de structures peu massives ? 285
6.5 Des principes forts de régulations aux faibles masses 286
6.5.1 Deux voies distinctes de régulation 286
6.5.2 Le modèle de Bouché et al. (2010) 288
6.5.3 Recettes *ad-hoc* de régulation de la formation stellaire 293
6.5.4 Un gaz impropre à la formation stellaire, une nouvelle composante 294
6.5.5 Résultats et interprétations 297

Conclusion et perspectives **305**

A Algorithme *N-branches* **315**
A.1 Etat de l'art 315
A.2 Le choix de l'algorithme *N-branch* 316
A.3 Fonction de croissance des fluctuations 318

B Modèle de photoionisation, expressions des masses de filtrage **319**
B.1 Gnedin (2000) : 319
B.2 Okamoto et al. (2008) : 320

Bibliographie **327**

Introduction

L' année 1923 marque certainement le début de l'astrophysique extragalactique. A cette date, Edwin Hubble clôt le *grand débat* par la publication de mesures de distances attestant que certaines nébuleuses spirales n'évoluaient pas dans, mais bien en dehors de notre propre Galaxie. Depuis cette date, les observations extragalactiques, immortalisées dans les plaques photographiques, ont laissé place à une astrophysique *industrielle* ou les collaborations et autres consortia internationaux regroupent des dizaines de personnes autour de très grands projets.

Ces derniers, réalisés par des télescopes au sol ou des instruments embarqués à bord de satellites, scrutent l'Univers en quête du moindre éclat lumineux. Ces photons signent les processus agissant dans les galaxies locales mais également au sein de celles formées quelques milliards d'années seulement après le *Big Bang*. Ces observations conduisent à des mesures de plus en plus précises. Les évolutions de la fonction de masse, des fonctions de luminosité ou encore des quantités de gaz sont ainsi quantifiées et ce, jusqu'à de très grands décalages vers le rouge ($z \simeq 5-6$). Toutes ces mesures sont autant de jalons qui guident notre perception de l'Univers. Mais, elles questionnent d'autant plus notre compréhension des mécanismes régissant la formation et l'évolution des structures.

Le modèle cosmologique standard place, aujourd'hui, la formation et l'évolution des galaxies dans le contexte global d'un Univers homogène et isotrope à grande échelle, dominé par de la matière noire froide. Les cosmologistes s'accordent aujourd'hui sur l'existence d'une phase primordiale d'inflation de laquelle auraient émergé de très légères fluctuations de densité. Ces dernières, sous l'effet de la gravité, n'auraient alors eu de cesse de s'accroître. Cette croissance progressive des sur-densités

de matière aboutit à l'émergence des halos de matière noire. Ces derniers sont considérées comme les hôtes de la formation des galaxies.

Alors que ce modèle cosmologique standard est confirmé par les dernières observations du satellite européen *Planck*, les campagnes d'observations multi-longueurs d'onde ne cessent de pointer les incompatibilités profondes entre prédictions et observations des propriétés des galaxies. Une analyse comparative et approfondie des modèles devenait nécessaire. C'est ce sur quoi j'ai concentré mes efforts depuis le début de ma thèse en octobre 2010.

Depuis une vingtaine d'années, quelques équipes, de par le monde, développent des modèles dits semi-analytiques (e.g. Cole, 1991; Hatton et al., 2003; Baugh, 2006; Somerville et al., 2008). Ces modèles sont le résultat du couplage entre simulations numériques de matière noire et lois empiriques ou analytiques, décrivant les processus physiques liés aux baryons. Ces modèles sont en bon accord avec les observations dans le domaine optique. Les choses se compliquent dès lors que l'on s'intéresse au domaine allant de l'infrarouge au millimétrique. Les récents progrès des observations dans ce domaine, notamment avec les satellites *Spitzer* et *Herschel*, ont révélé de grands désaccords entre mesures et modèles. La capacité des observations infrarouges à mesurer les taux de formation stellaire (SFR), couplée aux mesures de masse stellaire effectuées dans le domaine optique, permettent aujourd'hui de poser des contraintes fortes sur les propriétés des galaxies. Les évolutions de la distribution en masse des galaxies (e.g. Ilbert et al., 2013) et, plus encore, de leur taux de formation stellaire (e.g. Rodighiero et al., 2010b; Magnelli et al., 2011), montrent que la description des mécanismes sous-jacents est largement incomprise. Le principal problème est lié à l'initialisation, à grand décalage vers le rouge, de la formation stellaire dans les structures de faible masse. Les modèles actuels sur-estiment fortement le nombre de galaxies hébergeant des populations stellaires faiblement massives. A contrario ils ne sont pas en mesure de produire les galaxies les plus massives ($M_{star} > 10^{11}\ M_{\odot}$) observés au redshifts intermédiaires ($1 < z < 3$). Un certain nombre d'alternatives aux modèles standards sont possibles et ont été essayées. Des modifications de la fonction de masse initiale, accroissant le nombre d'étoiles massives (*Top-Heavy IMF*) donnent quelques bons résultats. Mais ces modèles exotiques ne semblent pas corroborés par les observations, ces dernières ne révélant à priori aucune variation de cette fonction de masse initiale.

J'ai dans un premier temps testé un certain nombre de modifications à la marge, des lois et autres recettes mises en place dans des modèles semi-analytiques standards. Ce tour d'horizon s'inscrivait alors dans le but de mieux reproduire les

observations sans bouleversement majeur du modèle, sans succès. J'ai alors décidé de construire un nouveau modèle, en plaçant les derniers résultats des observations et des simulations hydrodynamiques au cœur de son développement. J'ai alors conduit une analyse détaillée des différents mécanismes agissant aux différentes échelles d'une galaxie et de son environnement.

Alors que la plupart des travaux actuels s'appuie sur des descriptions plus ou moins *ad-hoc* des processus, j'ai souhaité développer dans mon implémentation une description la plus physique possible. J'ai créé dans ce but un algorithme de résolution des équations d'évolution, structuré sur un pas de temps adaptatif. Celui-ci s'applique à respecter au maximum les temps dynamiques caractéristiques d'évolution de chaque composante d'une galaxie (population stellaire, gaz au cœur du disque, gaz éjecté). Les deux premières années de thèse ont donc été consacrées au développement de ce modèle original. Aujourd'hui, cet outil puissant et modulable nous permet de progresser dans l'analyse comparée des modèles existants, et d'interpréter les observations sous un nouveau regard.

Je me suis tout d'abord intéressé aux structures de matière noire. La formation, l'évolution et l'organisation de la matière noire sous forme de halo sont suivies, dans le cadre d'une simulation N-coprs, modélisant l'évolution du champ de densité dans une boîte de volume cosmologique. L'analyse des résultats de cette simulation permet la construction de structures, appelées arbres de fusion, qui dressent l'agencement et les relations, au cours du temps, entre les halos de matière noire, identifiés dans le volume comobile d'Univers simulé. Chacune des branches d'un tel arbre matérialise l'évolution d'une structure de matière noire, future hôte de la formation d'une galaxie. Après avoir étudié en détails les propriétés de ces arbres de fusions, j'ai mis en place un algorithme de sélection des branches *saines* identifiées, en opposition à celles dont les caractéristiques semblent, sous certaines hypothèses, incompatibles avec la formation et l'évolution cohérente d'une galaxie. L'algorithme permet d'identifier ces branches instables afin de ne plus les considérer comme le siège de la formation d'une galaxie mais comme accrétion exceptionnelle de matière noire.

Les arbres ainsi *nettoyés*, il reste encore à construire l'ensemble des processus baryoniques qui conduiront à la formation et à l'évolution des galaxies. De l'accrétion diffuse aux processus d'éjection du gaz, j'ai repris, pas à pas, l'ensemble des étapes conduisant à l'émergence d'une galaxie. Les algorithmes qui leurs sont dédiés se placent au cœur d'un programme modulaire où chacune des composantes, constituant une galaxie et/ou son environnement, sont décrites par un objet. A ces

objets numériques sont associés un certain nombre de propriétés le définissant, ainsi que l'ensemble des lois le régissant.

Au centre du développement de ce nouveau modèle, j'ai principalement focalisé mon attention sur les processus de régulation de la formation stellaire, communément utilisés dans les modèles actuels. Ces effets de régulation sont doubles et permettent de jouer sur la quantité de gaz disponible pour la formation stellaire. Le premier consiste à réduire la masse de gaz qui alimente la galaxie. Ce mécanisme, dit de photo-ionisation, trouve son origine dans la création, par les étoiles massives et les premiers trous noirs actifs, d'un fond de photons UV intense qui chauffe le gaz. L'augmentation de l'énergie interne du gaz limite alors sa capacité à s'effondrer au cœur de la galaxie. Le second effet de régulation consiste quant à lui à expulser une fraction significative du gaz déjà présent dans la galaxie. On s'appuie alors sur l'énergie libérée lors de l'explosion des étoiles massives, les supernovae, et/ou sur l'activité d'un potentiel trou noir évoluant au centre de la galaxie, pour créer un vent transportant le gaz hors de celle-ci. L'atmosphère de gaz chaud qui se développe dans l'environnement direct de la galaxie joue, au travers de ces mécanismes d'éjection, un rôle capital. J'ai donc construit un protocole de suivi des propriétés fondamentales de cette phase chaude. Température moyenne, profil de densité et fraction d'échappement sont ainsi évalués sous des conditions de conservation des énergies cinétique et thermique.

L'implémentation et l'exploitation de ce nouveau modèle m'ont permis de caractériser les effets des deux principaux mécanismes de régulations. Il s'avère, au regard des études réalisées dans cette thèse, mais également d'un certain nombre d'autres résultats identiques exposés dans la littérature, que l'impact réel de ces processus est faible. Ils ne semblent pas suffisants pour expliquer la forte différence entre modèles et observations.

Après plus d'un an de tests et de développement, j'ai donc finalement conclu que, dans l'état actuel de nos connaissances, seule une modification profonde des processus physiques, traitant de la formation stellaire, pouvait améliorer les résultats. J'ai donc mis en place des recettes *ad-hoc* de formation stellaire, modifiant artificiellement la production d'étoiles dans les petites structures. Ces modifications sont construites dans l'objectif d'identifier l'amplitude des corrections nécessaires à l'obtention de résultats conformes aux observations. L'un des modèles construits s'articule sur l'existence d'un réservoir tampon contenant du gaz considéré comme impropre à la formation stellaire. Ce dernier instaure alors, par sa présence, un délai entre l'instant de l'accrétion du gaz sur la galaxie et l'utilisation de ce gaz

dans la production de nouvelles générations d'étoiles. Les modifications apportées produisent de bons résultats ; l'accord avec les observations est significativement amélioré sur le plan, par exemple, des fonctions de masse stellaire. Les modèles, s'appuyant sur cette forte régulation de l'activité de formation stellaire dans les petites structures à grand décalage vers le rouge, reproduisent également, de manière satisfaisante, la distribution du taux de formation stellaire observée localement. Les modèles standards sous-estimaient ces taux de formation d'un facteur deux à dix. En revanche, pour les grands décalages vers le rouge ($z \in [3,\ 6]$), la forte régulation de la formation d'étoiles entraîne une incompatibilité avec les propriétés observées des structures évoluant à ces époques. Ainsi, pour les grands décalages vers le rouge ($4 < z < 6$), le taux de formation stellaire, prédit par ces modèles à forte régulation, est considérablement inférieur à celui mesuré par Bouwens et al. (2007). On met ici en lumière une forte tension entre observations et modèles. Alors que la réduction de l'activité de formation stellaire semble inéluctable pour produire des fonctions de masse cohérentes avec les observations, cette même modification semble incompatible avec les mesures du taux de formation stellaire à plus grand décalage spectral.

La description de mes travaux de thèse s'articule autour de six chapitres. Le chapitre 1 s'attache à décrire, de manière didactique, les étapes marquantes des observations extragalactiques. Progressivement, il aborde les résultats qui ont permis de tisser le modèle d'un Univers en évolution, peuplé de galaxies interagissant avec leur environnement, mais également entres elles. Le chapitre 2 poursuit la description du modèle standard. Une description du contenu énergétique de notre Univers est couplée à la présentation du cadre formel, celui de la relativité générale. Puis, une description plus fine des mécanismes de structuration de la matière noire est abordée. Ce second chapitre se termine par la présentation des méthodes et des outils utilisés pour décrire cette évolution. Le chapitre 3 présente une analyse détaillée des propriétés des arbres de fusion. Cette étude conduit à la mise en place d'un protocole dit de *nettoyage* de ces arbres. Décrit dans ce troisième chapitre, cette procédure constitue la première étape et les premiers résultats originaux de ma thèse. Le chapitre 4 décrit le cœur des travaux réalisés durant cette thèse. Il présente successivement l'ensemble des processus liés aux baryons qui interviennent dans la formation et l'évolution des galaxies. J'y présente entre autre une nouvelle procédure de gestion des instabilités gravitationnelles émergentes dans les disques. Cette procédure, inspirée des simulations hydrodynamiques, s'appuie sur la description de la formation, de la migration et de la dislocation de grumeaux de gaz

appelés *clumps*. Ce quatrième chapitre décrit également le nouveau protocole de suivit des propriétés structurelles et thermique de l'atmosphère chaude que j'ai développé. Cette modélisation de la phase chaude s'inscrit dans la volonté de suivre précisément les interactions effectives existantes entre cette atmosphère isotrope et la galaxie. Le chapitre se termine par une étude approfondie des mécanismes d'éjection du gaz contribuant à la régulation de la formation stellaire. Le chapitre 5 est quant à lui dédié à la présentation des techniques algorithmiques mises en œuvre au sein du modèle. La description de la structure hiérarchique du programme, orientée objets, initie cet avant dernier chapitre. Les différents schémas de pas de temps adaptatif, permettant l'évolution conjointe et régulée de l'ensemble des composantes d'une galaxie et de son environnement, sont ensuite présentés. Le chapitre 5 se termine par une description des procédures d'enregistrement et de structuration des résultats du modèle. Enfin, le chapitre 6 dresse le bilan de notre compréhension de l'assemblage en masse des galaxies et argumente les raisons possibles de l'échec des prédictions, faites par les modèles standards, à grands décalages spectraux, pour les structures de faibles masses. Il décrit enfin deux variations du modèle standard, construites sur un jeu de recettes *ad-hoc*, induisant une forte régulation du processus de formation stellaire. L'analyse faite des résultats permet de comprendre l'amplitude des corrections nécessaires à l'obtention de résultats conformes aux observations. Enfin, le manuscrit se termine par une conclusion avant d'ouvrir sur les pistes de recherche que j'envisage d'explorées dans le cadre des processus de formation stellaire.

Chapitre 1

La prise de conscience d'un Univers en évolution

Ce qui est visible ouvre nos regards sur l'invisible.

- Anaxagore (500-428 av. J.-C.), philosophe grec

Résumé

Ce premier chapitre aborde, par un point de vue didactique et exclusivement observationnel, les points marquants de l'astrophysique extragalactique qui ont permit d'asseoir l'idée d'un Univers peuplé de galaxies évoluant en relation avec leurs environnements. Après une courte introduction retraçant les étapes historiques de l'observation et de la représentation des galaxies (Sect. 1.1) suivie d'une présentation, non exhaustive, des instruments et des programmes d'études modernes dédiés à l'étude des galaxies (Sect. 1.2), ce chapitre amorce une présentation des méthodes utilisées pour extraire des données ainsi recueillies, les paramètres clés caractérisant une galaxie (Sect. 1.3). Ces techniques d'analyse sont présentées en lien direct avec les processus physiques agissant au coeur des galaxies et qui sont à l'origine du rayonnement que l'on reçoit d'elles. Il s'en suivra une présentation de différentes études liées, par exemple, à la morphologie, aux couleurs mais également celles dédiées à l'évolution de propriétés statistiques telle que la masse stellaire ou la luminosité intrinsèque (Sect. 1.4). La fin de ce premier chapitre s'efforce de dresser une vision cohérente des grandes étapes de l'évolution des galaxies en s'appuyant sur les observations explicitées précédemment (Sect. 1.5).

Sommaire

1.1 Un peu d'histoire, de Démocrite à Hubble 11
1.2 L'observation moderne, l'ère des grands relevés *industriels* 13
1.2.1 Des outils diversifiés 13
1.2.2 L'ère des grands relevés 15
1.3 Des photons aux propriétés physiques élémentaires . 18
1.3.1 Photométrie en bandes larges 18
1.3.2 Spectroscopie 24
1.3.3 Les différentes facettes d'une galaxie, voyage sur le spectre électromagnétique 24
1.3.4 Population stellaire, construction de spectres de synthèse 26
1.3.5 Spectre stellaire complet, signature de l'histoire de formation des étoiles. 28
1.3.6 Extinction et émission infrarouge 30
1.3.7 Construire et analyser le spectre complet 32
1.4 Les traces d'une évolution 39
1.4.1 Morphologies 39
1.4.2 Couleurs et séquences 42
1.4.3 Effets d'environnement 47
1.4.4 Le fond diffus infrarouge, l'histoire de la formation stellaire 50
1.4.5 Evolution en luminosité et en masse des galaxies : l'approche statistique 54
1.5 Une évolution séculaire, parsemée d'évènements violents ? 60
1.5.1 Séquence principale et galaxies à flambée de formation stellaire : les révélations du taux de formation stellaire spécifique 61
1.5.2 Formation stellaire modérée, flambée d'étoile et extinction 63

1.1 Un peu d'histoire, de Démocrite à Hubble

L'observation du ciel et les questionnements qui en découlent sont millénaires. Concernant les galaxies, et plus particulièrement celle qui nous abrite, La Voie Lactée, les premières descriptions qui nous sont parvenues datent de l'an 400 avant J.C. A cette époque, c'est en Grèce, terre de science et de philosophie, que les premières représentations voient le jour. Démocrite avance l'idée selon laquelle, la bande diffuse, visible dans le ciel nocturne, pourrait être constituée d'étoiles. Il faudra attendre 1610 et les observations de Galilée pour valider cette première conjecture.

Avec le développement des premiers instruments, lunettes et télescopes, les descriptions de notre Galaxie se précisent. Ainsi, dans son ouvrage *An original theory or new hypothesis of the universe*[1] publié en 1750, Thomas Wright (1711-1786) astronome et mathématicien britannique, mais également fabricant d'instruments, justifie l'apparence de la Voie Lactée par l'effet d'immersion de la Terre au sein d'un disque fin d'étoiles de faible luminosité.

En 1755, le philosophe allemand Emmanuel Kant (1724-1804), inspiré par le modèle Soleil-Planètes, généralise la description de Wright. Dans ses écrits *Histoire universelle de la nature et théorie du ciel*, il conjecture que notre Galaxie est un disque en rotation constitué d'étoiles maintenues ensemble par la gravité. Il ajoutera que les *nébuleuses* qui parsèment la voûte céleste sont des systèmes semblables à celui qui nous accueille. Il les baptise *Univers-îles*.

En 1771, Charles Messier (1730-1817) initie le premier catalogue d'objets. Ce relevé, bien connu des astronomes amateurs, répertorie 110 de ces *nébuleuses* et avait pour vocation d'identifier clairement ces objets diffus, devant appartenir à la sphère des fixes, pour ne pas les confondre avec les comètes, vagabondes du ciel nocturne.

Quelques années plus tard, William Herschel à l'aide de son télescope lève une partie du voile sur ces objets diffus. Il met en évidence qu'une fraction de ces structures sont des amas d'étoiles, dit globulaires, et qu'ils appartiennent à notre Galaxie. Malgré cela, une part significative n'est toujours pas décrite, restant qualifiée de nébuleuse. Les travaux d'Herschel réunissent pas moins de 5000 objets. A cette époque, le caractère interne ou externe à la Voie Lactée de ces objets est loin d'être tranché.

En 1845, les comptes rendus d'observations de William Parsons, dit Lord Rosse

1. Une théorie originale ou une nouvelle hypothèse sur l'Univers

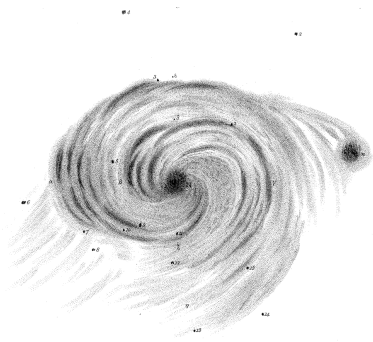


FIGURE 1.1 – La galaxie dit du tourbillon, Messier 51, telle qu'elle fut publiée en 1850 par William Parsons.

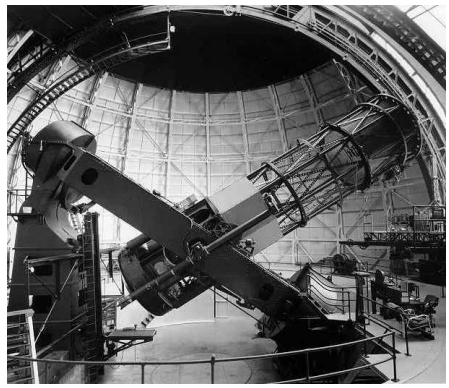


FIGURE 1.2 – Le télescope du Mont Wilson utilisé par Edwin Hubble pour ses premières mesures de distances entre 1923 et 1625.

(1800-1867), effectués avec son télescope indiquent, pour la première fois, le caractère spiralé de certaines nébuleuses (Fig. 1.1).

C'est à Washington en 1920 [2] que s'ouvre officiellement le grand débat sur l'appartenance, ou non de ces nébuleuses spirales à notre Galaxie. Les deux protagonistes principaux sont alors Harlow Shapley (1885-1972) et Heber Curtis (1872-1942), deux astronomes américains. Le premier défendait la thèse d'un univers observable ne pouvant s'étendre au delà de la Voie Lactée. Le second, porteur de l'idée opposée, affirmait l'existence de structures similaires à notre Galaxie évoluant à des distances bien plus grandes.

Ce débat ne trouvera réponse qu'en 1923 avec les travaux d'Edwin Hubble (1889-1953). En effet, entre 1923 et 1925, à l'aide du télescope du Mont Wilson (Fig. 1.2), Hubble effectuera une étude détaillée des céphéïdes, ces étoiles variables dont l'analyse du cycle de luminosité permet une mesure des distances (Hubble, 1925a,b). Ces travaux font apparaître que ces nébuleuses spirales n'appartiennent pas à notre Galaxie et sont en réalité beaucoup plus éloignées.

2. La date la plus célèbre de ce débat est celle du 26 avril 1920 au National Museum of Natural History de la Smithsonian Institution.

1.2 L'observation moderne, l'ère des grands relevés *industriels*

1.2.1 Des outils diversifiés

FIGURE 1.3 – L'observatoire européen *VLT* (*Very Large Telescope)* situé au Mont Paranal au Chili. Cet ensemble regroupe quatre des plus grands télescopes optiques. Le couplage des instruments en mode interférométrique en fait l'un des instruments les plus puissants jamais construits.

Depuis Edwin Hubble, les technologies de l'instrumentation se développant, les observations sont entrées dans l'ère de la production de masse. Aujourd'hui, les télescopes au sol dépassent les 8 mètres de diamètre dans le domaine optique/proche-infrarouge (Fig 1.3), et les antennes sub-millimétriques et radio se regroupent pour accroître leur résolution angulaire (Fig 1.4). En parallèle des observatoires traditionnels au sol, l'astronomie moderne s'appuie sur de nombreux télescopes spatiaux (Figs 1.5). Ces derniers, placés en orbite terrestre ou à des points stratégiques tel que le point de Lagrange L2, s'affranchissent des désagréments de notre atmosphère et permettent une exploration de l'ensemble de la voûte céleste.

Le domaine optique, le seul accessible à l'oeil humain, fut le premier domaine du spectre exploré. L'année 1933 et les observations de Karl Jansky (1905-1950) marquent l'entrée de l'astronomie dans le domaine radio/sub-millimétrique. Ce domaine spectral, largement exploré aujourd'hui (*VLA*, *LOFAR*, *ALMA*, *SPT*, *Planck* ...) permet de sonder entre autre les propriétés du gaz. C'est dans cette même gamme sub-milimétrique qu'en 1963, fortuitement, Arno Allan Penzias (1933-) et Robert Woodrow Wilson (1936-) ont révélé la première lumière émise dans notre Univers (voir Sect. 2.1.3). Ce rayonnement, prédit et qualifié par Gœrge Lemaître

FIGURE 1.4 – L'Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (*ALMA*) construit à plus de 5.000 m d'altitude, sur le plateau de Chajnantor au Chili, cet interféromètre géant est issu d'un programme international entre l'Asie, l'Europe et les Etats-Unis, en coopération avec le Chili. Achevé, l'emsemble comptera 66 antennes.

(1894-1966) "d'éclat disparu de la formation des mondes" est ciglé aujourd'hui *CMB* pour *Cosmic microwave background*[3]. L'instrumentation moderne permet également l'exploitation des autres domaines du spectre électromagnétique.

Le rayonnement infrarouge, mis en lumière en 1800 par l'astronome William Herschel fait l'objet, depuis les années 1980, d'une attention toute particulière. Cette gamme de longueurs d'onde, difficilement accessible depuis le sol en raison de la faible transmission de notre atmosphère (voir Fig. 1.8), livre ses informations cosmiques aux satellites. Tour à tour, les télescopes spatiaux *IRAS*, *ISO*, *Spitzer* et *Herschel* ont exploré, de plus en plus précisément, les propriétés des environnements obscurcis par les poussières. Ces regards indiscrets percent les cocons de poussière des pouponnières d'étoiles et dévoilent les galaxies les plus actives en formation stellaire.

Les gammes d'énergies plus élevées, comme les rayonnements ultraviolet, X et γ (gamma) sont également scrutés. Leurs études renseignent sur les phénomènes les plus violents de notre Univers, de la formation stellaire dans les premières galaxies pour l'ultraviolet aux mécanismes puissants des noyaux actifs de galaxies par exemple pour les rayonnements X et γ.

3. De l'anglais : fond cosmologique micro-onde.

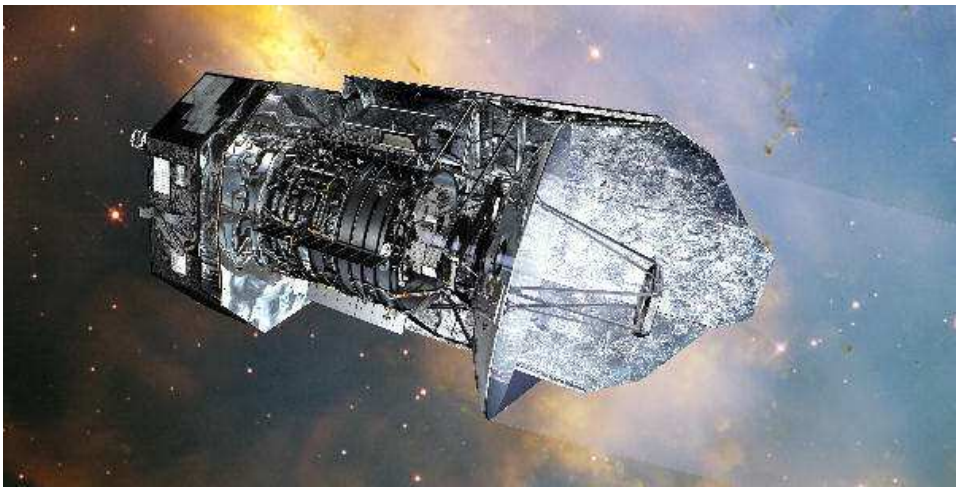


FIGURE 1.5 – Le télescope spatial *Herschel* lancé par l'Agence Spatiale Européenne en mai 2009. Avec son miroir primaire de 3.5 mètre, cet observatoire spatial, dédié au domaine de l'infrarouge via l'instrument PACS, a permis, entre autre l'analyse approfondie des conditions de formation stellaire dans les galaxies lointaines.

Ces quelques exemples décrivent brièvement l'étendue des capacités d'observation de l'astronomie moderne. Il est loin le temps des plaques photographiques comparées à la loupe. Les consortia et autres collaborations internationales développent et exploitent des instruments de plus en plus puissants au cœur de projets de plus en plus ambitieux.

1.2.2 L'ère des grands relevés

L'astronomie extragalactique, et plus particulièrement l'étude de l'évolution des galaxies s'appuie aujourd'hui sur un type bien particulier d'observations qualifiées de grands relevés. Les principes sont simples et peuvent être sub-divisés en deux catégories.

Les champs profonds

La première de ces catégories regroupe les observations dites de champs profonds. L'idée consiste à pointer un télescope sur une zone précise du ciel et à collecter le maximum d'informations lumineuses (photons), pendant de longues durées. Ainsi, les télescopes optiques peuvent sonder des époques de plus en plus reculées, leurs homologues infrarouges n'étant alors restreints que par la limite de confusion.

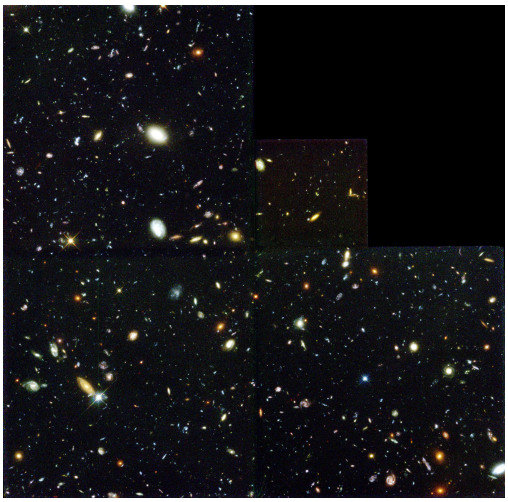


FIGURE 1.6 – Image du *Hubble Deep Field* réalisé par le télescope spatial Hubble en décembre 1995 dans la région de la Grande Ourse.

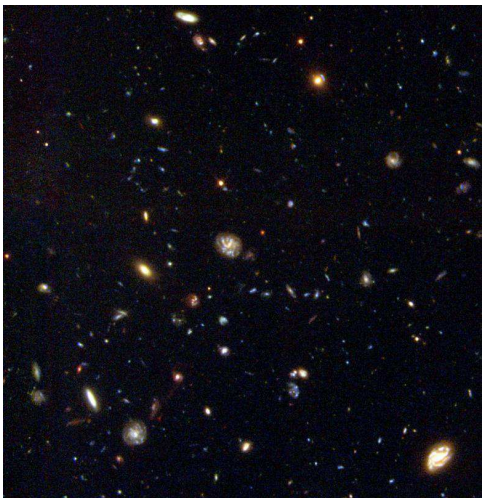


FIGURE 1.7 – Image du *Hubble Deep Field South* réalisé par le télescope spatial Hubble en septembre et octobre 1998 dans la région du Toucan.

L'un des plus célèbres de ces relevés profonds est sans doute le *Hubble Deep Field*[4] (*HDF* : Williams et al. (1996), voir Fig. 1.6), réalisé par le télescope spatial *Hubble* du 18 au 30 décembre 1995, dans la région de la Grande Ourse. Cette zone extrêmement réduite du ciel (2.5 arc-minute seulement) contient plus de 3000 objets extragalactiques au sein desquels ont été identifiées des structures parmi les plus éloignées et donc les plus plus jeunes jamais observées. Cette observation marque un point de départ dans l'analyse des structures extragalactiques lointaines et a initié un grand nombre de projets aux objectifs semblables. En 1998, le petit frère du *HDF*, le *Hubble Deep Field South* (HDFS, voir Fig. 1.7) est réalisé dans l'hémisphère sud. Quelques années plus tard, en 2004 avec le projet *Hubble Ultra Deep Field* (HUDF : (Beckwith et al., 2006)), l'expérience est renouvelée avec un temps de pose totalisant près d'un million de secondes, réparties en séquences typiques de 1200 secondes. Avec de telles durées d'observation sur une même zone du ciel, la sensibilité est encore accrue.

Initiées dans le domaine optique avec le télescope spatial *Hubble*, les observations de champs profonds vont s'étendre aux autres domaines du spectre électromagnétique. Le programme *COSMOS* (Cosmic Evolution Survey : Capak et al. (2007)) va cristalliser ces analyses multi-longueurs d'onde en regroupant des observations d'un

4. Champ profond de Hubble.

même champ ($\simeq$ 2 degrés carrés), dans les domaines X avec *XMM* (e.g. Adams et al., 2011) et *Chandra* (e.g. Hornschemeier et al., 2001), ultraviolet avec *GALEX* (e.g. Zamojski et al., 2007), dans une large gamme de bandes visibles avec le télescope spatial Hubble mais également des télescopes au sol (Canada-France-Hawaï-Télescope, Subaru, ESO-VLT ...). Le domaine infrarouge est également représenté au coeur du programme *COSMOS* avec les observations du télescope spatial *Spitzer* (e.g. Sanders et al., 2007).

Ces programmes d'observation de champs profonds sondent les époques reculées de notre Univers et sont par conséquent au coeur des analyses sur l'évolution des structures. Malgré la faible surface du ciel observée, le nombre d'objets extra-galactiques accessibles est très élevé et permet de construire des travaux fondés sur une grande statistique. Depuis 20 ans, les études basées sur ces relevés ont révélés que les propriétés moyennes des galaxies évoluent très fortement avec le temps. Nous y reviendrons un peu plus tard.

Les champs larges

En parallèle et surtout en complément de ces observations profondes, la seconde gamme de grands relevés s'attaque à l'analyse des champs larges allant jusqu'à la totalité de la voûte céleste. La surface de ciel observée étant importante, le nombre d'objets identifiés est considérable. Le programme *2dF* (Two-degree-Field Galaxy Redshift Survey : Colless (1999); Colless et al. (2001)) réalisé par l'observatoire Anglo-Australien entre 1997 et 2003 couvre une zone de 1500 degrés carrés et a permis de mesurer la photométrie de 382 323 objets. En complément de la photométrie, 245 591 spectres ont été réalisés dont ceux de 232 155 galaxies. De ces mesures spectrales sont extraits les décalages spectraux (redshift) qui indiquent la distance de ces objets (voir Sect. 1.3.7 et 2.1.2). L'accent de ce type de programme étant placé sur la taille des champs observés, la profondeur de cette dernière est donc réduite. Le décalage spectral maximum du programme *2dF* n'excède pas $z_{max} \simeq 0.3$, ce qui place l'objet le plus éloigné à une distance de quelques 800 Mpc [5].

Dans la même philosophie, le plus grand des programmes d'observation grand champ est mené depuis l'an 2000 sous l'acronyme *SDSS* (Sloan-Digital-Sky-Survey : York et al. (2000)). Cette observation systématique du ciel utilise un télescope dédié de 2.5 mètre de diamètre équipé d'une caméra pour la photométrie mais aussi d'un spectrographe multi-ojbets à fibres pour la construction de spectres. La première

5. Mpc : MégaParsec, $1 Mpc = 3.08567758 \times 10^{22}$ m soit 3.2616×10^6 a-l (année-lumière).

période d'observation (2001-2005 : SDSS-1) a couvert une région de 8 000 degrés carrés et identifié plus de 930 000 galaxies. Le programme est toujours opérationnel (2008-2014 : SDSS-3), la dernière mise à jour des données (DR9) à été publiée en août 2012.

Comme à l'habitude, ces grands relevés sont réalisés initialement dans le domaine optique. Le projet *2MASS* (2 micron all sky survey : (e.g. Skrutskie et al., 2006)) étend la couverture spectrale en se focalisant, comme son nom l'indique, dans le proche infrarouge. A plus grande longueur d'onde, dans le millimétrique, la récente mission *Planck* vient de réaliser un relevé sur l'ensemble de la voûte céleste. Pour les hautes énergies et plus précisément dans le domaine des rayons gamma (γ), on peut citer les observations grands champs du télescope spatial *FERMI*.

Aujourd'hui, les campagnes d'observation issues de ces relevés larges ou profonds donnent à la communauté une multitude d'informations. Les milliers d'objets, dont les signatures sont relevées dans une large gamme de longueur d'onde, alimentent des études statistiques ou sont au centre d'études individualisées.

Dans peu de temps, les outils d'observation permettront sûrement d'allier largeur et profondeur de champ.

1.3 Des photons aux propriétés physiques élémentaires

Comme nous venons de le voir, le vecteur principal d'information en astronomie n'est autre que la lumière. L'une des étapes clés pour la compréhension des mécanismes internes aux galaxies est donc de traduire cette information lumineuse, transportée par les photons, en mesures des propriétés physiques et ce, tout particulièrement pour les masses et les taux de formation stellaire qui sont au cœur des travaux présentés ici. Les sections suivantes sont donc consacrées aux méthodes utilisées pour mesurer ces deux grandeurs. Mais, avant d'aborder ces aspects, il est préférable de définir au préalable les grandeurs caractéristiques de cette information lumineuse.

1.3.1 Photométrie en bandes larges

Densité de flux et magnitude apparente

Les télescopes, en observant le ciel, collectent les photons en provenance des objets présents dans le champ. Les photons, collectés au travers d'un filtre de bande

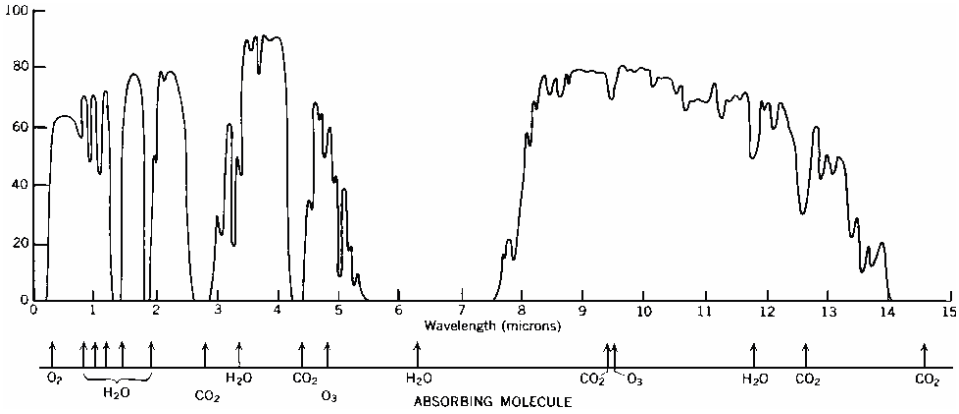


FIGURE 1.8 – Evolution du facteur de transmission atmosphérique en fonction de la longueur d'onde $T(\lambda)$. En parallèle, est ajoutée la liste des principales molécules responsables de l'absorption. On remarque l'opacité complète de notre atmosphère pour la gamme de longueur d'onde $\lambda \in [5 - 8\mu m]$.

passante [6] ($\Delta\lambda = [\lambda_0 - \delta\lambda/2 : \lambda_0 + \delta\lambda/2]$) par un instrument d'ouverture D, durant un temps Δt sont porteurs d'une énergie E_{λ_0}. Dans un soucis d'uniformisation entre les instruments, de taille et de bandes passantes différentes, l'information lumineuse est donnée sous la forme d'une densité de flux monochromatique (F_{λ_0}, centrée sur une longueur d'onde donnée λ_0, généralement au centre de la bande passante) :

$$F_{\lambda_0} = \int_{\lambda_0 - \delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \delta\lambda/2} T(\lambda)R(\lambda)S(\lambda)F_0(\lambda)d\lambda = \frac{E_{\lambda_0}}{\Delta t D \delta\lambda} \; [W/m^2/] \tag{1.1}$$

Il faut alors bien noter que le flux mesuré (F_{λ_0}) sur le détecteur n'est pas égal à celui émis par la source ($F_0(\lambda)$). Le signal est atténué des effets d'absorption de l'atmosphère (voir Fig. 1.8) pour les télescopes au sol et, dans le cas des télescopes spatiaux où les effets atmosphériques n'interviennent plus, il reste encore les effets de réponse de l'instrument liés principalement à l'optique et aux filtres utilisés. Dans la définition précédente, on modélise ces effets par un ensemble de fonctions dites de transfert ou de réponse :

- $T(\lambda)$: transmission de l'atmosphère
- $R(\lambda)$: éfficacité du détecteur, effet optique
- $S(\lambda)$: transmission du filtre

6. La bande passante d'un instrument correspond à la gamme de longueur $\Delta\lambda$ d'onde à laquelle ses détecteurs sont sensibles.

Filtres	λ_0 $[\mu m]$	$\delta\lambda$ $[\mu m]$
U (UltraViolet)	0.365	0.068
B (Bleu)	0.440	0.098
V (Visible)	0.550	0.089
R (Rouge)	0.700	0.220
I	0.900	0.240
J	1.250	0.380
H	1.630	0.480
K	2.190	0.700
L	3.450	1.200
M	4.750	5.700

TABLE 1.1 – Caractéristiques des filtres Johnson-Morgan

Les figures 1.9 et 1.10 présentent les transmissions ($S(\lambda)$) de différents filtres utilisés sur quelques instruments travaillant dans le domaine optique (*MegaCam*, *SDSS*) et infrarouge (*ISO* et *Spitzer*). On constate que les étendues des bandes spectrales, en particulier pour le domaine optique, sont calibrées afin d'assurer la cohérence entre les différents instruments. On remarque en effet que, mis à part les différences en transmission, les longueurs d'onde qui définissent les limites des filtres pour les deux instruments *MegaCam* et *SDSS* sont très proches.

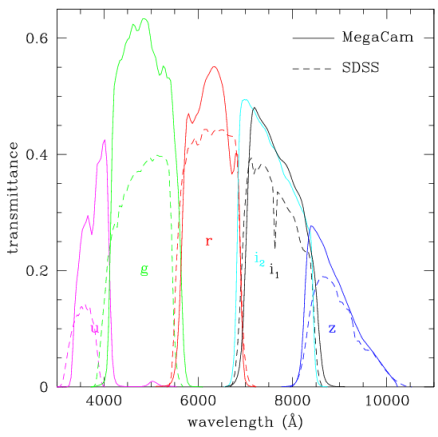


FIGURE 1.9 – Transmissions des filtres installés sur l'instruments *MegaCam* et sur le télescope dédié au programme *SDSS* . [figure : page internet *MegaCam*].

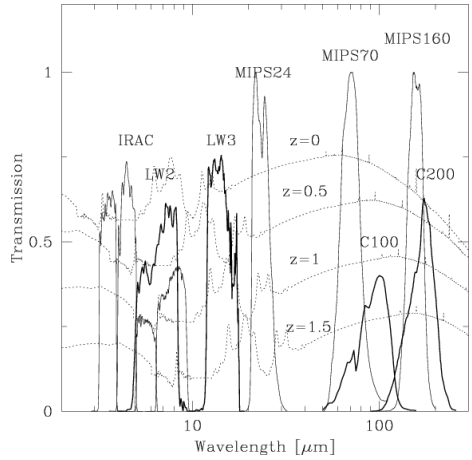


FIGURE 1.10 – Transmissions des filtres chromatiques installés sur les télescope spatiaux *Spitzer* et *ISO*. [figure extraite de Fadda et al. (2004)].

Les méthodes de traitement du signal prennent en compte, le plus possible,

les effet de transmission et corrigent, en s'appuyant sur des techniques poussées d'optique, les effets de l'atmosphère. Quand bien même l'ensemble de ces effets indésirables peut être réduit, il reste les processus d'absorption astrophysiques présents sur la ligne de visée [7] (poussières) qui affectent principalement le domaine optique. Ces derniers sont en général traités par des observations complémentaires et par l'application de modèles.

L'ensemble des techniques de traitement du signal, aussi complexes et exhaustives soient elles (e.g. Cohen et al., 2003; Reach et al., 2005; Smith et al., 2007; Padmanabhan et al., 2008), appliquées aux données issues des observations, débouchent sur une mesure quantitative du flux lumineux reçu des sources observées.

Historiquement, ce flux de lumière est traduit dans une unité de mesure appelée magnitude apparente. L'origine de cette échelle remonte probablement à l'Antiquité avec, dès le IIème siècle, la classification des étoiles selon une échelle à six niveaux, appelés *grandeurs*, développée par Hipparque. Ce classement débute par les étoiles les plus brillantes, dites de première magnitude, et s'achève par les étoiles de grandeur six, présentant la plus faible luminosité apparente. Cette échelle fut ensuite diffusée plus largement via l'oeuvre de Ptolémée, l'*Almageste*. En 1856, les mesures de luminosité apparente de Norman Robert Pogson (1829-1891), astronome Britannique, relèvent le caractère logarithmique de cette échelle. Il constate qu'à une différence de 5 magnitudes est associée un rapport de luminosité de 100. [8] La définition moderne :

$$m_{\lambda_0} = -2.5\ log_{10}\left(\frac{F^{obj}_{\lambda_0}}{F^{ref}_{\lambda_0}}\right) \tag{1.2}$$

s'appuie sur la densité de flux de la source étudiée $F^{obj}_{\lambda_0}$. La définition précédente reprend l'ordre de classement historique, à savoir qu'un objet très brillant se voit attribuer une magnitude plus faible qu'un objet d'éclat moins important.

Le système de magnitude est conservé, aujourd'hui, dans un but d'homogénéisation des résultats par l'introduction de mesures de références $F^{ref}_{\lambda_0}$. Actuellement, il existe principalement deux échelles : le système de Johnson-Morgan dans lequel l'ensemble des mesures est comparé au flux de l'étoile Véga (e.g. Johnson & Morgan, 1953; Hayes et al., 1975; Bessell, 1983, 1990), l'une des plus brillantes de

7. La ligne de visée désigne le parcours effectué par les photons ente la source et l'instrument d'observation.

8. L'explication se fonde dans la loi de Weber-Fechner. Cette dernière traduit le caractère logarithmique de la sensibilité de l'œil humain à la lumière. Ainsi, l'échelle des magnitudes n'est autre que la transcription mathématique de la perception de notre œil.

l'hémisphère nord. L'étalonnage s'effectue alors via un ensemble d'étoiles de référence, elles-mêmes décrites vis-à-vis de l'étoile Véga (e.g. Landolt, 1983, 1992). Le second système, largement utilisé, dit AB (Oke, 1974), est construit à partir d'un spectre de référence plat défini tel que $f_\nu = Const = f_\nu^{Vega}(\lambda = 0.549\mu m)$ [9]. Un certain nombre d'autres systèmes de magnitude co-existent avec les deux principaux présentés ici. On peut citer les systèmes Gunn griz (Thuan & Gunn, 1976; Oke & Gunn, 1983) et STMAG (Stone, 1996) utilisés pour les projets du *SDSS* et ceux du télescope spatial *Hubble* respectivement. Pour plus d'information, voir l'étude détaillée de ces différents systèmes de magnitude, réalisée par Bessell (2005).

Luminosité et magnitude absolue

Un télescope intercepte donc une partie du flux émis par une source. Ce dernier peut être quantifié et même comparé via l'échelle des magnitudes. En revanche, ces mesures ne nous renseignent en rien sur les propriétés propres de l'objet étudié, comme par exemple sa luminosité intrinsèque. En effet, par définition, le flux n'est qu'une mesure de l'éclat apparent de l'objet, grandeur dégénérée entre l'information propre à l'étoile et la distance Terre-Objet. Pour remonter aux propriétés lumineuses intrinsèques, et donc lever la dégénérescence, il faut connaître cette distance. La luminosité monochromatique (issue de la mesure du flux dans une bande passante donnée) peut alors être calculée sous certaines hypothèses. Si l'on considère que la galaxie émet un rayonnement isotrope, ce qui est une hypothèse plausible, l'énergie lumineuse se répartit donc sur une sphère dont la source occupe le centre et dont le rayon croît au fur et à mesure que les photons émis s'éloignent. Dans le référentiel du télescope, le rayon de cette sphère n'est alors rien d'autre que la distance qui sépare la Terre de la source. A partir de la mesure de la densité de flux monochromatique F_λ et de la mesure de distance D_l (voir Sect. 2.1.2), la luminosité monochromatique est alors donnée par :

$$L_{\lambda_0} = 4\pi D_l^2 \lambda_0 F_{\lambda_0} \ [W] \tag{1.3}$$

La mesure de distance permet également de définir une seconde échelle de magnitude, dite magnitude absolue. Cette seconde échelle indique la magnitude d'un objet rapportée à une distance de 10 parsec. Le critère de distance étant éliminé, cette échelle permet une comparaison directe des propriétés intrinsèques des objets.

9. Attention : ce spectre n'est pas plat en convention f_λ. En effet : $f_\nu = Const \rightarrow f_\lambda \propto c/\lambda^2$.

La magnitude absolue monochromatique M_{λ_0} est reliée à la magnitude apparente monochromatique m_{λ_0} par la relation dite du module de distance :

$$m_{\lambda_0} - M_{\lambda_0} = 5 - 5\ log_{10}\left(\frac{D_l}{[pc]}\right) \tag{1.4}$$

Magnitude absolue et luminosité intrinsèque sont alors reliées par la relation suivante :

$$M_{\lambda_0} - M_{\lambda_0,\odot} = -2.5\ log_{10}\left(\frac{L_{\lambda_0}}{L_{\lambda_0,\odot}}\right) \tag{1.5}$$

où $M_{\lambda_0,\odot}$ et $L_{\lambda_0,\odot}$ sont respectivement la magnitude absolue et la luminosité monochromatique (centrée sur la longueur d'onde λ_0) du soleil, qui sert alors de référence.

Notions de couleurs

Avant de clore cette revue, non exhaustive, des unités utilisées pour la description des propriétés lumineuses des objets observés, il reste à introduire la notion de couleur. On désigne par le terme couleur la simple différence de deux magnitudes apparentes monochromatiques. Ainsi :

$$C_{ij} = m_i - m_j = -2.5\ log_{10}\left(\frac{F^{obj}_{\lambda_i}}{F^{obj}_{\lambda_j}}\right) \tag{1.6}$$

n'est autre que la couleur mesurée par différence des deux bandes passantes i et j centrées respectivement sur les longueurs d'onde moyennes $\lambda_i \neq \lambda_j$. Par définition, une couleur est une mesure relative, issue, pour un même objet de la différence entre deux magnitudes apparentes. L'absence, par construction, du biais de distance fait de ces grandeurs l'un des premiers outils de comparaison entre les objets. Une mesure de couleur, permet de quantifier la prépondérance de l'émission dans une bande spectrale vis-à-vis d'une autre. Deux couleurs, particulièrement utilisées, $B - V$ [10] et $V - K$ permettent ainsi de quantifier la différence d'émission aux travers des filtres bleu (B) et visible (V) et entre les filtres visible (V) et proche infrarouge (K). Une couleur $V - K = 2$ [11] indique par exemple une dominance de l'émission infrarouge sur l'émission visible. Nous y reviendrons dans les sections suivantes.

10. Il est courant de définir une couleur en indiquant les références des filtres (voir Table 1.1), la couleur $B - V$ étant construite par différence des magnitudes apparentes mesurées aux travers des filtres B et V.

11. Attention à l'échelle de mesures inversées. Plus une magnitude est faible et plus l'intensité du rayonnement au travers de ce filtre est importante.

1.3.2 Spectroscopie

En parallèle et surtout en complément de la photométrie en bandes larges, où l'on observe le ciel aux travers de filtres, l'analyse des rayonnements s'appuie également sur un second type de mesures : la spectroscopie. Dans ce cas, la lumière est toujours captée par un télescope, mais celle-ci est ensuite re-dirigée vers un spectrographe. Ce dernier décompose la lumière par l'intermédiaire de systèmes complexes structurés autour de fentes, de prismes et/ou de réseaux. La décomposition s'effectue dans une gamme spécifique, plus ou moins large de longueurs d'onde. Ainsi, UVES (*Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph* :Dekker et al. (2000)) installé sur l'UT2 du *VLT*, analyse le rayonnement dans la fenêtre $\lambda \in [0.3 : 1.1]$ μm. Dans la fenêtre du rayonnement visible, le spectrographe VIMOS (*VIsible Multi-Object Spectrograph* : Balestra et al. (2010)) a scruté le champ de vue CDFS (*Chandra Deep Field South*) et identifié des structures jusqu'à des décalages spectraux allant jusqu'à $z \simeq 3$ (e.g. Le Fèvre et al., 2004, 2005). Le domaine de l'infrarouge proche est également décomposé par des installations au sol, on peut citer, par exemple, le spectrographe CRIRES (*CRyogenic high-resolution InfraRed Echelle Spectrograph* : Kaeufl et al. (2004)) mais également SINFONI (*Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared :* Eisenhauer et al. (2003)), deux instruments travaillant respectivement entre $\lambda \in [1.0 : 5.0]$ μm et $\lambda \in [1.1 : 2.5]$ μm. Les spectrographes sont également partie prenante des télescopes spatiaux. Les phénomènes d'absorption atmosphérique n'étant plus problématiques, l'étude du domaine infrarouge peut être conduite sur des gammes plus larges. L'instrument IRS (*InfraRed Spectrograph* : Houck et al. (2004)), embarqué sur le télescope spatial *Spitzer*, a scruté le ciel aux longueurs d'onde $\lambda \in [5.2 : 38]$ μm.

1.3.3 Les différentes facettes d'une galaxie, voyage sur le spectre électromagnétique

Les campagnes d'observation scrutent donc la voûte céleste aux travers de différents filtres. Ces observations, effectuées à différentes longueurs d'onde révèlent, pour un même objet, des facettes bien différentes. La figure 1.11 regroupe différentes vues de la galaxie NGC 1512 aux travers des sept filtres chromatiques du télescope spatial *Hubble*.

Les cartes révèlent des composantes (étoiles, gaz, poussières) et des propriétés physiques (âges des populations d'étoiles, composition du milieu interstellaire, activité de formation stellaire) différentes. Chaque rayonnement constitue la signature

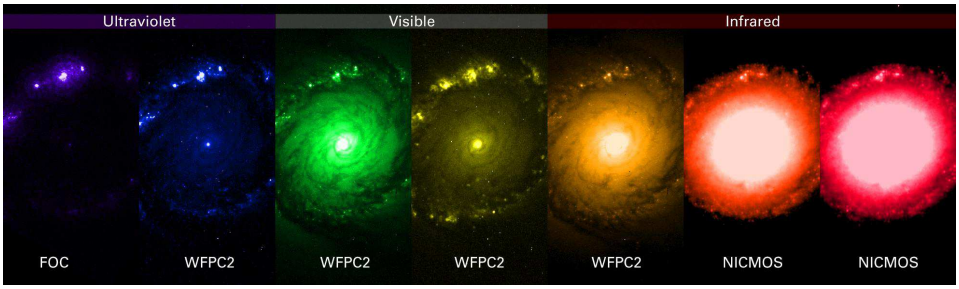


FIGURE 1.11 – La galaxie NGC 1512 aux travers des différents filtre du télescope spatial *Hubble*. Le domaine ultraviolet révèle des régions de formation stellaire intense, tracées par les plus jeunes des étoiles. L'infrarouge donne accès à des populations d'étoiles beaucoup plus âgées (crédit photos ESA/NASA).

d'un ou de plusieurs processus agissant au sein même de la galaxie. Pour comprendre les liens entres les rayonnements émis par l'objet étudié, et les propriétés physiques sous-jacentes, telles que la masse ou le taux de formation stellaire, il faut se plonger au cœur d'une galaxie. Une telle structure galactique rayonne à tous les niveaux du spectre électromagnétique. Dans cette distribution spectrale d'énergie (SED [12]), l'émission stellaire occupe les domaines proche-ultraviolet (UV) et optique ($0.1-3\mu m$). L'infrarouge ($10-1000\mu m$) regroupe, comme il sera abordé plus en détails par la suite, les rayonnements générés par la relaxation des populations de poussières et de molécules carbonées, formées au sein du milieu interstellaire et préalablement chauffées par les étoiles environnantes. Le spectre d'une galaxie contient donc les signatures des processus liés à la formation et l'évolution des populations stellaires, ainsi que celles de l'impact de ces mécanismes sur le milieu interstellaire.

Tout l'art de l'analyse consiste donc à décomposer cette distribution spectrale d'énergie. Les prochaines sections abordent les propriétés et les caractéristiques des rayonnements émis par une galaxie. La description de la composante stellaire ouvre ces descriptions (1.3.4,1.3.5). Puis, dans un second temps, les processus d'absorption, d'extinction et de ré-émission, associés aux absorbants présents dans le milieu interstellaire, seront décrits (1.3.6).

12. De l'anglais : spectral energy distribution.

1.3.4 Population stellaire, construction de spectres de synthèse

Construction d'une population stellaire simple

L'une des méthodes de décomposition, couramment utilisée, s'appuie sur des modèles d'évolution stellaire. Ces derniers, développés depuis les années 1980 et utilisés pour les premières fois, notamment dans les travaux de Bruzual A. (1983), Guiderdoni & Rocca-Volmerange (1987), traitent l'évolution temporelle de la production lumineuse en fonction de la longueur d'onde λ, d'étoiles de masse et de métallicité [13] données. Depuis les premiers modèles de Tinsley (1978), de nombreux autres travaux ont été et sont toujours réalisés dans ce domaine (e.g. Bruzual A. & Charlot, 1993; Bruzual & Charlot, 2003; Worthey, 1994; Maraston, 1998, 2005; Maraston et al., 2009).

Les suivis d'évolution d'étoiles individuelles, produits par ces modèles, sont alors combinés pour obtenir l'évolution lumineuse d'une population stellaire totale regroupant l'ensemble des étoiles. La distribution en masse des étoiles, au sein de cette synthèse de population, est dictée par la fonction de masse initiale (IMF [14]) $\phi(m)dm$, qui distribue le nombre d'étoiles, naissant avec une masse comprise entre m et $m+dm$. Il existe actuellement dans la littérature plusieurs IMF. Nous citerons par exemple Salpeter (1955), Scalo (1998), Kroupa (2001) ou Chabrier (2003). Une population est donc formée d'un ensemble d'étoiles, distribuées sur l'ensemble du domaine de masse et formées, par hypothèse, au même instant. L'évolution, avec le temps de la luminosité bolométrique [15] de cette population, peut alors être traduite en un spectre d'émission. Ce dernier, extrait pour un ensemble fixé de temps d'évolution (isochrone), trace l'évolution de la répartition de l'énergie lumineuse produite par une population stellaire en fonction du temps.

Emission stellaire ultraviolette (UV) et proche-infrarouge (IR) d'une population

La figure 1.12 présente un ensemble de spectres de synthèse, sélectionnés à différents âges, caractéristiques d'une population stellaire simple (Bruzual & Char-

13. La métallicité stellaire caractérise la fraction d'éléments *plus lourds* que l'Hélium (He) présents au sein de l'étoile.

14. De l'anglais : initial mass function.

15. On parle de luminosité bolométrique, en opposition aux luminosités monochromatiques, quand le rayonnement est intégré sur une très large gamme spectrale. La puissance lumineuse intégrée dans la fenêtre $\lambda \in [10 - 1000]$ μm est qualifiée de luminosité bolométrique infrarouge L_{IR}.

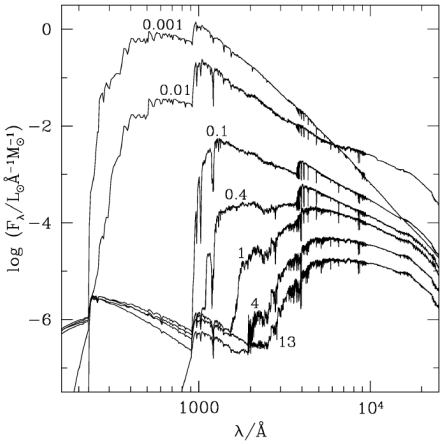


FIGURE 1.12 – Spectres synthétiques caractéristiques d'une population stellaire de métallicité solaire. Ces distributions d'énergies sont données pour différents âges (étiquetés) échelonnés de 10^{-3} à 13 milliards d'années. Elles sont établies suivant une fonction de masse initiale de Chabrier (2003). La décroissance au cours du temps de l'émission ultraviolette est clairement visible. [figure extraite de Bruzual & Charlot (2003)].

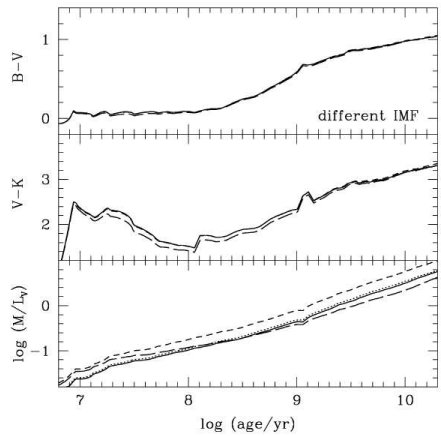


FIGURE 1.13 – Evolution des couleurs $B-V$, $V-K$ et du rapport masse-luminosité pour une population stellaire de métallicité solaire. Les différentes courbes sont dédiées aux différentes fonctions de masse initiale (IMF) utilisées : Chabrier (2003) (trait plein), Kroupa (2001) (points), Salpeter (1955) (pointillés courts) et enfin Scalo (1998) (pointillés longs). [figure extraite de Bruzual & Charlot (2003)].

lot, 2003). On remarque la présence d'une forte émission ultraviolette dans les premiers millions d'années d'évolution de la population. Les galaxies présentant une forte émission ultraviolette abritent donc des populations stellaires jeunes, nouvellement formées. Le rayonnement ultraviolet, en l'absence de nouvelles formations stellaires, s'estompe progressivement avec le temps. Les deux premières vignettes de la figure 1.11, dédiées à l'émission ultraviolette de la galaxie NGC 1512, révèlent donc les zones où évoluent des populations d'étoiles jeunes.

L'émission ultraviolette d'une population d'étoiles, formée à un même instant, diminue donc avec le temps. En parallèle, les spectres présentés en figure 1.12 indiquent que, certes l'émission infrarouge diminue également, mais l'amplitude de cette baisse est moindre. Ainsi, l'émission infrarouge (IR) domine la production d'énergie d'une population stellaire vieillissante.

La figure 1.13 présente, entre autre, les évolutions au cours du temps des couleurs $B-V$ et $V-K$. L'évolution de ces couleurs confirme ce changement de comportement. La couleur $B-V$ allant croissante avec le temps indique que l'écart entre

les émissions, aux travers des filtres bleu (B) et visible (V), croît en faveur de la bande visible. L'évolution au cours du temps de la couleur $B-V$ démontre donc le rougissement, avec le temps, d'une population stellaire simple. Les trois dernières vignettes de la figure 1.11 présentent l'émission proche infrarouge de la galaxie NGC 1512. Cette émission trace donc les régions au cœur desquelles sont présentes des populations stellaires âgées. On constate que, contrairement aux étoiles jeunes, tracées par l'UV, et formées aux extérieurs des bras spiraux de cette galaxie, les vieilles étoiles sont regroupées au centre, formant une structure d'aspect sphéroïdal.

Effets de la fonction de masse initiale (IMF) sur une population simple

En figure 1.13, est également tracée l'évolution avec le temps du rapport masse-luminosité, pour une population stellaire simple de métallicité solaire. Les différentes courbes représentent différentes fonctions de masse initiale (IMF) : Chabrier (2003) (trait plein), Kroupa (2001) (points), Salpeter (1955) (pointillés courts) et enfin Scalo (1998) (pointillés longs). La variation d'IMF n'influence que très peu les couleurs, mais entraîne un décalage systématique dans le rapport masse-luminosité. Les étoiles massives, dominant la production lumineuse (Salaris & Cassisi, 2005), plus la fonction de masse initiale favorise cette classe (top-heavy IMF), plus le rapport masse-luminosité diminue. Le phénomène est parfaitement lisible entre les IMF de Chabrier (2003) (trait plein) et Salpeter (1955) (pointillés courts), la fraction d'étoiles massives étant plus accentuée dans la première que dans la seconde. Pour une même production d'énergie lumineuse, la masse totale d'une population stellaire suivant une IMF de Chabrier (2003) sera plus faible que celle issue d'une IMF de Salpeter (1955). Le choix de la fonction de masse initiale joue donc un rôle déterminant dans l'interprétation des spectres d'une galaxie et l'extraction des propriétés physiques sous-jacentes telles que la masse stellaire.

1.3.5 Spectre stellaire complet, signature de l'histoire de formation des étoiles.

Au sein d'une galaxie, les épisodes de formation stellaire sont répartis dans le temps. Chacun de ces évènements donne naissance à une population stellaire dont la masse des étoiles est répartie selon l'IMF. La distribution spectrale d'énergie d'une galaxie est composée de l'intégralité du rayonnement, provenant de l'ensemble des populations stellaires formées au cours du temps. Par l'intermédiaire des modèles

de population simple, il est possible de déduire l'histoire de formation stellaire d'une galaxie. En combinant linéairement les productions lumineuses $S^i_\lambda(\lambda)$ d'un ensemble de populations stellaires simples, normalisées pour une masse solaire et pondérées par un taux de formation (SFR), évoluant en fonction du temps ($\Psi(t) : [M_\odot/an]$ [16]), il est possible de construire une distribution spectrale d'énergie résultant d'une histoire de formation stellaire donnée :

$$F^{tot}_\lambda(\lambda, t) = \int_0^t \Psi(t - t_i) S^i_\lambda(\lambda, t - t_i) dt \tag{1.7}$$

A partir de ce type de combinaisons (Bruzual & Charlot, 2003), basées sur des spectres de populations simples d'âge et de métallicité différents, il est donc possible de construire le spectre stellaire d'une galaxie suivant une histoire de formation stellaire quelconque. Réciproquement, connaissant le spectre stellaire d'une galaxie et via la comparaison avec une multitude de spectres simples, couplés avec des histoires de formation stellaire différentes, les modèles de population stellaire permettent d'extraire du spectre observé les propriétés de la galaxie.

La figure 1.14 présente une comparaison entre le spectre observé (Mannucci et al., 2001) d'une galaxie elliptique et le meilleur ajustement obtenu à partir du modèle Bruzual A. & Charlot (1993). On constate un très bon accord entre les deux distributions spectrales. De cet ajustement est déduit un certain nombre de paramètres intrinsèques à la galaxie tels que son histoire de formation stellaire, la métallicité des populations d'étoiles qu'elle abrite, leurs âges, mais également la masse totale contenue dans ces étoiles. Il est important de garder à l'esprit que le jeu de paramètres déduit de ces ajustements n'est pas unique. Il existe des dégénérescences entre plusieurs de ces quantités. Par exemple, une même luminosité dans l'infrarouge proche peut être expliquée soit par une forte métallicité soit par une population stellaire plus âgée. Ainsi, le fait de favoriser la voie de la métallicité, au détriment d'une masse supérieure d'étoiles vieilles, peut conduire à sous-estimer fortement la masse totale d'une galaxie de luminosité infrarouge donnée.

16. L'évolution du taux de formation stellaire $\Psi(t)$ est généralement modélisée par une décroissance exponentielle

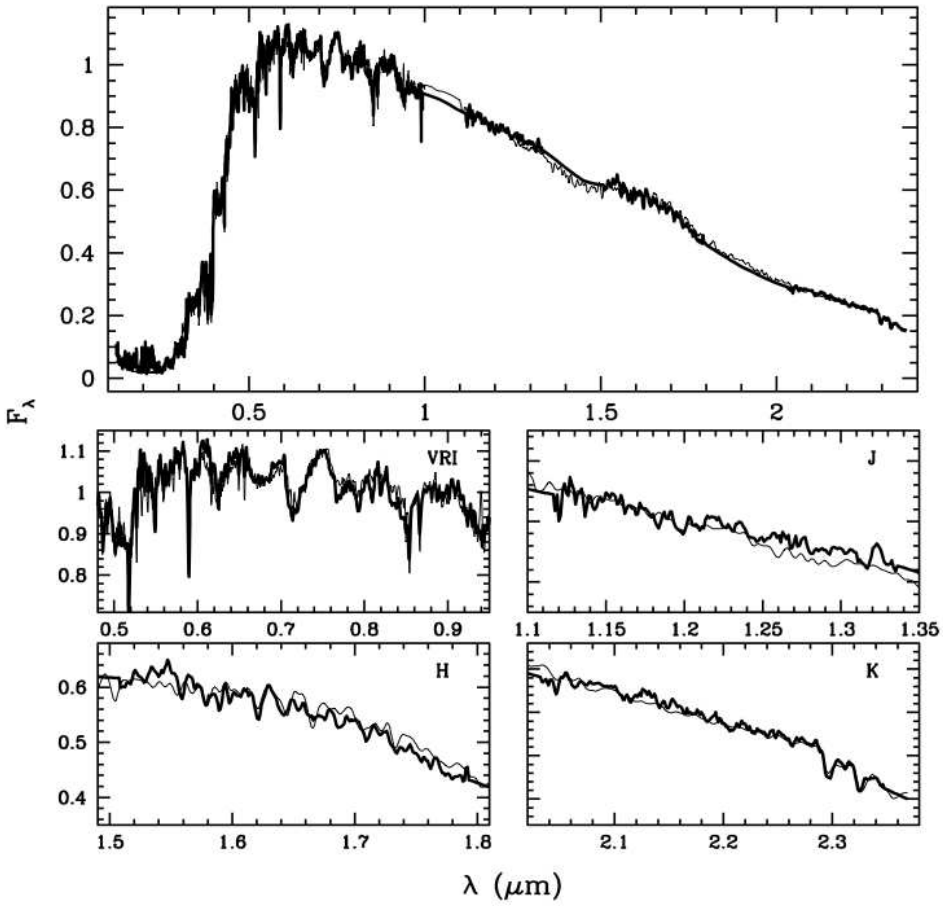


FIGURE 1.14 – Comparaison entre le spectre observé d'une galaxie elliptique (trait épais) et le meilleur ajustement (trait fin) réalisé à partir du modèle de population stellaire proposé par Bruzual A. & Charlot (1993). L'accord entre observation et modèle est excellent. [figure extraite de Mannucci et al. (2001)]

1.3.6 Extinction et émission infrarouge

Les différentes combinaisons de populations stellaires simples permettent de composer le spectre stellaire complet d'une galaxie, suivant une succession d'épisodes de formation. Mais, comme brièvement présenté précédemment, le rayonnement d'une galaxie s'étend bien au delà de la gamme UV/optique, occupée par l'émission des étoiles. Une galaxie, en plus des étoiles, est composée de gaz à partir duquel seront formées les prochaines générations d'étoiles, mais également de poussières construites par l'agglomération de molécules carbonées produites dans les phases

finales des processus d'évolution des étoiles.

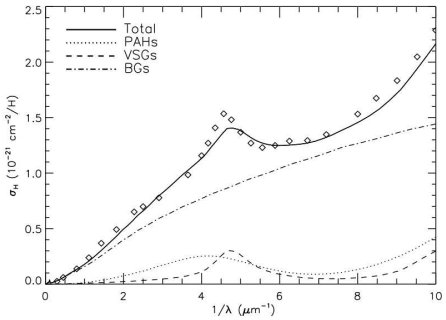


FIGURE 1.15 – Courbe d'extinction moyenne produite par le modèle DUSTEM (Compiègne et al., 2008). Les différentes courbes représentent l'impact des différentes populations de grains (VSG, BG) et des molécules aromatiques constituées de carbones hydrogénés (PAH). Les points d'observations sont issus des mesures effectuées par Savage & Mathis (1979). [figure extraite de Compiègne et al. (2008)].

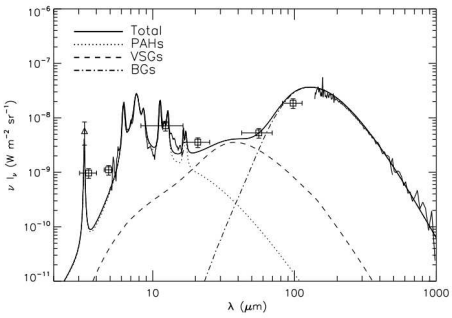


FIGURE 1.16 – Spectre d'émission infrarouge moyen produit par le modèle DUSTEM (Compiègne et al., 2008) et décomposé selon les différentes populations de grains (VSG, BG) et les molécules aromatiques constituées de carbones hydrogénés (PAH). La distribution spectrale est comparée à un jeu d'observations (e.g. Giard et al., 1994; Boulanger et al., 1996; Flagey et al., 2006). [figure extraite de Compiègne et al. (2008)].

La capacité d'un matériau à absorber du rayonnement dépend essentiellement de sa taille (e.g. Mathis et al., 1977; Desert et al., 1990; Weingartner & Draine, 2001). Les dimensions caractéristiques des grains et autres poussières, évoluant dans le milieu interstellaire, occupent une gamme allant de quelques fractions (10^{-2}) de microns pour les très petits grains (VSG [17]) à quelques millimètres pour les plus gros d'entre eux (BG [18]). La section efficace d'absorption des plus petits grains correspond donc à la gamme UV. Ces matériaux carbonés, distribués dans les nuages moléculaires et les cocons de formation stellaire, absorbent donc le rayonnement UV produit par les étoiles jeunes, ils s'échauffent. Le facteur d'extinction traduit la fraction d'énergie absorbée par ces populations de poussière. Il dépend de la longueur d'onde. Son évolution peut être mesurée relativement facilement. La technique la plus simple consiste à observer deux objets, aux propriétés radiatives très proches l'un vis-à-vis de l'autre (généralement des étoiles de même type spectral). Le premier de ces objets étant observé au travers d'une structure contenant des absorbants (grains et poussières), l'observation du second s'effectue suivant une ligne de visée dépourvue, le plus possible, d'atténuation. Ce type d'observations peut

17. Acronyme issu de l'anglais : *Very Small Grains*.
18. Acronyme issu de l'anglais : *Big Grains*.

alors être analysé par l'intermédiaire de modèles reproduisant le comportement de ces matériaux.

Depuis les premières hypothèses sur la composition de ces absorbants (Mathis et al., 1977), de nombreux modèles se sont développés autour de cette thématique (e.g. Desert et al., 1990; Draine & Li, 2001; Draine, 2004; Compiègne et al., 2008, 2011). La figure 1.15 présente la courbe d'extinction moyenne de notre Galaxie dans le domaine UV-visible mesurée par Savage & Mathis (1979). Cette dernière est comparée et décomposée via les prédictions théoriques extraites du modèle DUSTEM (Compiègne et al., 2008). Les effets de l'extinction au sein d'une galaxie dépendent, bien évidemment, de la nature des absorbants mais également de leur répartition et de leur quantité. Ces deux derniers aspects peuvent varier significativement d'une galaxie à l'autre et sont regroupés sous le terme de profondeur optique. Plus celle-ci est élevée, plus la densité des absorbants génèrera une forte extinction.

L'absorption du rayonnement UV génère une hausse de la température des grains de poussières. La relaxation s'effectue alors par la production d'un rayonnement infrarouge dans la gamme $\lambda \in [10 - 500]\ \mu m$. Le spectre d'émission est très spécifique, un exemple est donné en figure 1.16. On distingue dans cette distribution d'énergie plusieurs pics d'émissions. Ils sont caractéristiques des molécules aromatiques composées de carbone et d'hydrogène (PAH). La gamme de l'infrarouge lointain est occupée par le spectre des gros grains (BG). Ces derniers, de part leurs tailles, sont en équilibre thermique avec le rayonnement des étoiles. Leurs émissions ($\simeq 1 - 10\mu m$) s'apparentent donc à celle d'un corps noir (ou gris). A contrario, les très petits grains (VSG) et les PAH sont chauffés de façon stochastique. Leurs relaxations s'effectuent donc au travers de raies d'émission spécifique distribuées dans la gamme de longueurs d'onde intermédiaires, $10 - 100\mu m$.

Le spectre d'émission présenté en figure 1.16 est comparé à un jeu d'observations (e.g. Giard et al., 1994; Boulanger et al., 1996; Flagey et al., 2006). La possibilité de moduler la composition de la poussière (absorbants) permet d'ajuster au mieux les observables et renseigne sur les propriétés du milieu interstellaire.

1.3.7 Construire et analyser le spectre complet

Ajustement des modèles sur les observations

Les modèles de synthèse de population stellaire permettent donc de relier l'émission à l'histoire de formation et aux propriétés des populations d'étoiles. L'analyse du domaine infrarouge, par l'intermédiaire de modèles, permet de contraindre et de

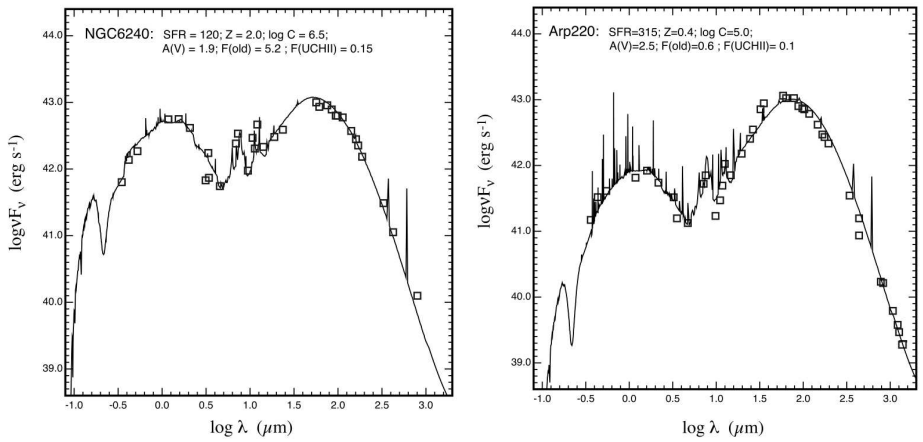


FIGURE 1.17 – Ajustement de distributions spectrales d'énergie couvrant une large gamme de longueurs d'onde, avec un jeu de points d'observations (carrés), pour deux galaxies (NGC6240 (a) et Arp220 (b)). [figures extraites de Groves et al. (2008).]

quantifier l'énergie absorbée par les poussières, énergie qui sera ré-émise dans le domaine infrarouge. L'association des modélisations dans ces deux domaines du spectre, UV-visible et infrarouge lointain, permet de construire des spectres de synthèse couvrant une large gamme de longueurs d'onde et de les ajuster aux observations.

La figure 1.17 présente deux ajustements d'observations, par des distributions spectrales d'énergie issues de modèles (Groves et al., 2008). Les données sont obtenues au travers d'une multitude de filtres couvrant un large domaine spectral, du visible ($\lambda \simeq 1\mu m$) au millimétrique ($\lambda \geq 1000\mu m$). Les paramètres extraits du meilleur ajustement, pour chacune des deux galaxies (NGC6240 1.17(a) et Arp220 1.17(b)), renseignent sur le taux de formation stellaire instantané, sur l'extinction moyenne voir sur la métallicité moyenne des étoiles peuplant la galaxie.

La mesure du décalage spectral (redshift photométrique)

Au cœur d'une galaxie, dans son référentiel, l'émission stellaire occupe la gamme de l'UV/visible alors que les processus de ré-émission par les poussières génèrent l'émission d'un rayonnement dans le domaine infrarouge. Les galaxies que l'on observe sont distantes et subissent les effets de l'expansion de notre Univers (voir 2.1.2). Ce processus qui étend continuellement la trame cosmique influence également

le rayonnement. Une radiation d'une longueur d'onde λ_{em} émise par une structure à une distance donnée $D_l(z)$, subit cette expansion et sera par conséquent observée à une longueur d'onde λ_{obs} plus grande (vers le rouge). La mesure du décalage spectral (redshift : z) entre émission et observation :

$$1 + z = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{em}} \tag{1.8}$$

dans le cadre d'un modèle cosmologique donné, permet une mesure de la distance qui sépare la source du rayonnement et l'observateur (voir 2.1.2, Eqs. 2.6, 2.7).

Dans ce contexte, lorsque l'on parle de rayonnement visible ou infrarouge, le référentiel considéré est toujours celui de la galaxie (*rest-frame*). Les modèles de population stellaire traitant le domaine visible ainsi que ceux dédiés au rayonnement infrarouge sont, bien-entendu, uniquement valables dans le référentiel de production du rayonnement, celui de la galaxie. Malgré cela, ils sont d'une grande utilité dans les méthodes de mesure du décalage vers le rouge, dites photométriques. En effet, l'expansion affectant l'intégralité du rayonnement émis par une galaxie, les raies caractéristiques (H_α, PAH) ou les comportements globaux (pic d'émission des gros grains) sont toujours présents, mais décalés.

Les effets de l'expansion sur le rayonnement des objets lointains font que le spectre d'une galaxie évoluant à des décalages spectraux de l'ordre $z = (2 - 3)$, observée dans le domaine proche infrarouge ($\lambda \in [1 - 10\mu m]$), révèlera le rayonnement proche-UV/visible émis par les étoiles jeunes dans son référentiel et non le rayonnement des populations plus âgées rayonnant naturellement dans ce domaine. Les méthodes utilisées pour prendre en compte le décalage du spectre dans les observation sont appelées correction-K.

Considérons alors un ensemble de mesures photométriques réalisées à différentes longueurs d'onde. Ces mesures, comme les présentent la figure 1.18, sont autant de points de référence sondant des régions différentes du spectre, en fonction du décalage spectral. Le meilleur ajustement de ces points photométriques par un spectre de référence, via des algorithmes dédiés, permet de déduire le décalage spectral (z). Dans la littérature, plusieurs travaux sont dédiés à ce type de méthodes, on peut citer par exemple : LePhare-(Arnouts et al., 2002; Ilbert et al., 2006), Hyperz-(Bolzonella et al., 2000), PEGASE-(Fioc & Rocca-Volmerange, 1997). Une comparaison de ces différents codes est effectuée par Hildebrandt et al. (2010). Ces algorithmes utilisent des distributions spectrales d'énergie de référence différentes

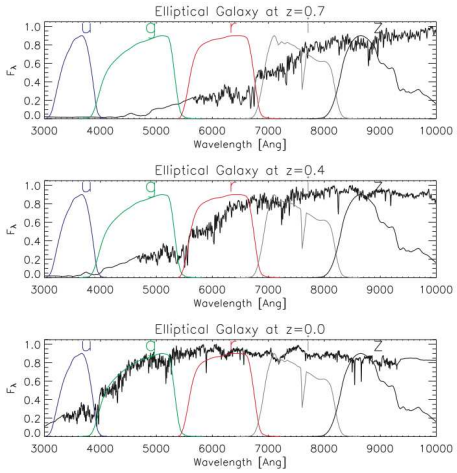


FIGURE 1.18 – Spectres de référence d'une galaxie elliptique observée à différents décalages spectraux ($z = 0, 0.4, 0.7$). Les bandes passantes des filtres standards sont ajoutées. On constate qu'en fonction du décalage spectral, les mesures photométriques sonderont des régions différentes du spectre. [figure extraite de Padmanabhan et al. (2007)].

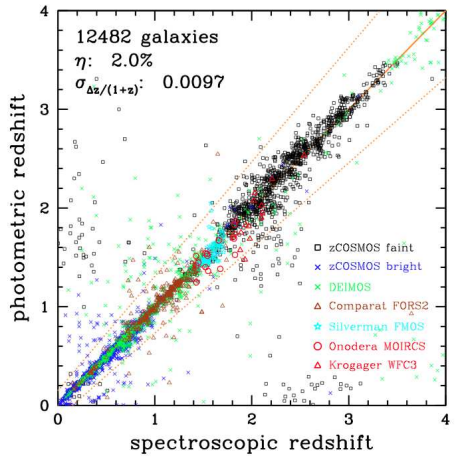


FIGURE 1.19 – Comparaison entre redshifts photométriques et redshifts spectroscopiques. η indique la fraction d'objets dont l'estimation photométrique s'écarte à plus de 15% de la mesure spectroscopique. Les différents points (couleurs) correspondent à différents relevés spectroscopiques. [figure extraite de Ilbert et al. (2013)].

ainsi que des modèles de population stellaire variés, Coleman et al. (1980); Maraston (1998); Bruzual & Charlot (2003); Polletta et al. (2007); Onodera et al. (2012). Ils doivent également prendre en compte l'atténuation du flux produit par l'extinction Calzetti et al. (2000); Fontana et al. (2006).

Ces méthodes photométriques d'estimation du redshift doivent être testées et éprouvées par comparaison avec des redshifts dits spectroscopiques, issus d'une analyse du spectre de la galaxie obtenu via un spectrographe. L'approche spectrométrique reste, malgré les dernières avancées technologiques, plus complexe et plus longue à réaliser, même si elle demeure plus précise dans la mesure. Cette plus grande précision est utilisée pour valider les algorithmes (Arnouts et al., 1999, 2002) destinés aux mesures de redshifts photométriques. La figure 1.19 présente une comparaison entre redshifts photométriques et redshifts spectroscopiques. La diagonale marque la relation $z_{photo} = z_{spectro}$. Les deux lignes pointillées indiquent une déviation à plus de 15%. On constate que la fraction d'objets présentant un écart supérieur à ce seuil est relativement faible $\eta \simeq 2\%$, prouvant que les méthodes photométriques, en plus d'être applicables plus rapidement que les méthodes spectroscopiques, sont également fiables (à 0.01 près). La capacité d'un algorithme

photométrique à identifier avec précision le décalage spectrale dépend, bien entendu, du nombre de mesures photométriques disponibles, de leur répartition sur la gamme de longueurs d'onde et de l'intensité du rayonnement reçu (voir Ilbert et al. (2006) Fig. 7). Ainsi, pour obtenir une estimation propre du redshift par une méthode photométrique, il faut regrouper un grand nombres de mesures compatibles entre elles. L'acquisition et le traitement de ces données prend généralement beaucoup de temps.

La mesure de la masse stellaire

L'intensité du rayonnement décrit dans les modèles de populations stellaires (e.g. Bruzual & Charlot, 2003) est généralement normalisée pour une masse stellaire donnée ou une luminosité donnée. L'ajustement de l'amplitude de ce spectre de synthèse au flux intrinsèque de la source (déduit du flux observé et de l'estimation de distance [19]) permet, sous l'hypothèse d'une fonction de masse initiale donnée, de déduire la masse stellaire abritée par la galaxie étudiée. Comme pour la mesure photométrique du décalage spectral, des algorithmes ajustant des distributions spectrales standards aux points de mesure photométriques sont sollicités. Comme précédemment, on peut citer les exemples suivant : LePhare-(Arnouts et al., 2002; Ilbert et al., 2006) ou PEGASE-Fioc & Rocca-Volmerange (1997). Selon les fonctions de masse initiale, les modèles de populations stellaires utilisés, les estimations de masse d'étoiles peuvent varier de près de 40% (voir Walcher et al. (2011)).

Luminosités et taux moyens de formation stellaire

L'analyse de l'évolution du rayonnement émis par les populations stellaires de synthèse et de leurs combinaisons en populations complexes permet, au delà de l'extraction des propriétés intrinsèques de la galaxie, de construire des relations moyennes entre taux de formation stellaire et luminosité. Ces relations moyennes sont utilisées, afin de déduire d'une observation effectuée dans une gamme de longueur d'onde réduite à l'UV ou au proche infrarouge par exemple, une mesure du taux de formation stellaire moyen. Les deux prochaines sections sont dédiées à ce type de relations, pour la gamme UV puis IR.

Le traceur UV

19. Distances et décalages spectraux (z) sont reliés par le modèle cosmologique.

Comme abordé précédemment, les jeunes étoiles émettent dans le domaine de l'ultraviolet. Ces étoiles rayonnent d'autant plus qu'elles sont massives, en revanche elle vivent d'autant moins longtemps. La courte vie de ce type d'étoiles ($> 5M_{\odot} :< 10^8\ ans$), couplée à leur forte émission UV, conduit donc à une mesure du temps écoulé depuis le dernier épisode de formation stellaire et donc, à une estimation du taux de formation stellaire actuel.

Dans le référentiel de la galaxie, le domaine de longueur d'onde $\lambda \in [0.15 - 0.28]\ \mu m$ est optimal pour effectuer cette mesure. Cette fenêtre se focalise sur l'émission des étoiles jeunes, nouvellement formées, tout en minimisant la contamination par l'émission des populations stellaires plus âgées (Kennicutt, 1998a). Un certain nombre d'étalonnage de ces relations entre l'émission UV et le taux de formation stellaire à été réalisé (e.g. Buat et al., 1989; Deharveng et al., 1994; Cowie et al., 1997; Madau et al., 1998). Les mesures extraites de ce type de relations peuvent, en fonction des auteurs, varier significativement ($\simeq 30\%$). Ces écarts sont principalement liés aux différences entre les modèles de population, les fonctions de masse initiales et les hypothèses de temps caractéristiques de formation stellaire utilisés. On donne pour exemple la relation suivante. Issue des travaux de Madau et al. (1998), elle est construite sous l'hypothèse d'une fonction de masse initiale de Salpeter (1955) distribuant les étoiles entre 0.1 et 100 $M_{\odot}$:

$$SFR(M_{\odot}/an) = 1.4 \times 10^{-28} L_{\nu}\ [erg/s/Hz] \tag{1.9}$$

Même si cette approche, tirant partie de la courte vie des étoiles massives, permet une mesure du taux de formation stellaire dans les galaxies qui forment régulièrement des étoiles, cette technique présente également certains problèmes liés en grande majorité à l'extinction présente dans la galaxie (Calzetti et al., 1994, 2000). En effet, une partie du rayonnement étant absorbé, le flux UV quittant la structure est inférieur à celui réellement produit et, sans la prise en compte de ces pertes, le taux de formation stellaire est sous-estimé si le seul le flux UV est prois en compte dans l'estimation.

Le traceur IR

Alors que le traceur UV s'appuie sur l'émission en provenance directe des étoiles, le traceur IR tire partie des processus d'absorption et de ré-émission liés aux poussières. Ces dernières, étant en équilibre thermique avec le rayonnement des étoiles, produisent lors de leur relaxation un rayonnement infrarouge proportionnel

à l'intensité du chauffage qu'elles subissent. Ainsi l'intensité de ce rayonnement infrarouge est donc en lien étroit avec l'activité de formation stellaire effective dans la galaxie.

Comme mentionné précédemment, les campagnes d'observations dans le domaine infrarouge menées par les télescopes spatiaux, *Spitzer* et plus récemment *Herschel*, ont confirmé l'importance des phénomènes d'absorption/ré-émission dans les galaxies. Les mesures effectuées par ces instruments (e.g. Choi et al., 2006; Domínguez Sánchez et al., 2012) ont corroboré et affiné les résultats des travaux précédemment réalisés (e.g. Lehnert & Heckman, 1996; Meurer et al., 1997; Kennicutt, 1998b) autour des étalonnages entre luminosité bolométrique infrarouge ($L_{IR} : \lambda \in (8 - 1000\mu m)$) et taux de formation stellaire. L'une des relations les plus couramment utilisées est extraite des travaux de Kennicutt (1998b,a) :

$$\begin{aligned} SFR(M_\odot/an) &= 4.5 \times 10^{-44} L_{IR(8-1000\mu m)} \ [erg/s] \\ &= 1.7 \times 10^{-10} L_{IR(8-1000\mu m)} \ [L_\odot] \end{aligned} \tag{1.10}$$

Cette relation s'appuie sur une distribution de masse initiale de Salpeter (1955), distribuant les étoiles entre 0.1 et 100 $M_\odot$. Contrairement au traceur UV (Eq. 1.9), utilisant une luminosité monochromatique $L_\nu(\lambda)$, ciblée dans une gamme de longueur d'onde donnée, le traceur IR s'articule autour d'une luminosité bolométrique, intégrant le rayonnement entre deux bornes prédéfinies : $8 - 1000\mu m$. De ce fait, l'estimation du taux de formation stellaire par le traceur infrarouge ne s'effectue, la plupart du temps, qu'après une modélisation du spectre infrarouge complet, entre ces limites (voir Fig. 1.16 droite).

La relation 1.10 est construite à l'origine pour décrire les populations actives de galaxies, formant des étoiles à des rythmes très élevés. Dans le cadre de galaxies plus calmes, hébergeant des populations stellaires plus âgées qui participent elles aussi au chauffage des poussières et des grains, le coefficient de conversion se voit sous-estimé. Les travaux de Buat & Xu (1996) indiquent en effet une conversion plus forte :

$$\begin{aligned} SFR(M_\odot/an) &= 8.0 \times 10^{-44} L_{IR(8-1000\mu m)} \ [erg/s] \\ &= 3.1 \times 10^{-10} L_{IR(8-1000\mu m)} \ [L_\odot] \end{aligned} \tag{1.11}$$

Autres traceurs

Les estimations précédentes du taux de formation stellaire (SFR) s'appuient sur deux gammes différentes de longueurs d'onde. Le traceur UV se focalise sur la for-

mation des jeunes étoiles et leur intense émission UV. Le traceur infrarouge utilise les processus d'absorption/ré-émission par les absorbants présents dans le milieu pour extraire une estimation de ce taux de formation stellaire. La multiplication des programmes d'observation augmentant la couverture en longueurs d'onde, il est actuellement possible de tirer profit de ces deux fenêtres ouvertes sur la formation stellaire. Ainsi, Papovich et al. (2007) et Santini et al. (2009) regroupent dans une même relation, les luminosités UV et IR :

$$SFR(M_{\odot}/an) = 1.8 \times 10^{-10} \left[2.2 \left(1.5 L_{0.27\mu m} + L_{IR(8-1000\mu m)}\right)\right] \ [L_{\odot}] \quad (1.12)$$

En complément des deux traceurs liés aux émissions UV et IR, les modèles de populations stellaires permettent de relier le taux de formation stellaire à des rayonnements spécifiques. L'un des plus utilisés s'appuie sur la physique de l'hydrogène, élément le plus abondant. L'hydrogène, ionisé par le champ de rayonnement des étoiles très massives $> 5M_{\odot}$ ayant une durée de vie courte (< 20 millions d'années), émet un rayonnement ($H\alpha$) centré à 0.12 μm. Ce rayonnement est donc un traceur de l'activité récente de formation stellaire. Dans ce cas, la relation majoritairement utilisée est extraite des travaux de Kennicutt et al. (1994) et Madau et al. (1998) :

$$SFR(M_{\odot}/an) = 7.2 \times 10^{-42} L_{H\alpha} \ [erg/s] \quad (1.13)$$

ici, les effets liés à l'extinction jouent un rôle important et doivent être pris en compte (Calzetti et al., 1994, 2000). De nombreuses études s'efforcent de contraindre les relations liant les différentes luminosités explicitées précédemment (e.g. Kewley et al., 2002; Lee et al., 2009; Buat et al., 2010; Domínguez Sánchez et al., 2012). Ainsi, il est possible d'affiner les mesures du taux de formation stellaire par la combinaison de l'ensemble de ces traceurs.

1.4 Les traces d'une évolution

Les télescopes et les instruments qui leurs sont associés sondent la voûte céleste dans une grande plage de longueurs d'onde. L'aspect d'un même objet change au travers de ces différents rayonnements (voir Fig. 1.11). Plus globalement, le spectre complet d'une galaxie peut fortement varier d'un objet à l'autre. Ces changements sont intimement liés aux processus de formation stellaire, d'alimentation en gaz ou encore d'enrichissement en métaux du gaz, etc., agissant au cœur de la structure

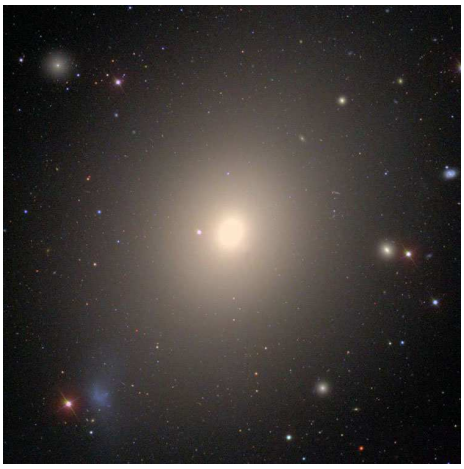


FIGURE 1.20 – La galaxie elliptique M49.

FIGURE 1.21 – La galaxie spirale barrée NGC 1365.

et dans son environnement proche.

Au cours de la vie d'une galaxie, ces mécanismes s'initient, se déroulent et s'estompent. Les signatures de l'évolution de l'activité de ces processus, inscrites dans le rayonnement de la galaxie, changent donc au cours du temps. L'analyse, par les outils précédemment décrits (spectre de synthèse etc.), permet de relier les variations de morphologies (Sect. 1.4.1), de couleurs (Sect. 1.4.2), d'émissions stellaire et infrarouge aux différentes étapes d'évolution d'une galaxie, le tout dans un scénario cohérent fortement dépendant de l'environnement (Sect. 1.4.3).

1.4.1 Morphologies

Le classement morphologique d'Edwin Hubble

Le premier critère, facilement identifiable, concernant une galaxie n'est autre que sa morphologie. Même si, nous venons de le voir, l'aspect peut sensiblement varier en fonction de la longueur d'onde d'observation, il est possible d'extraire, le plus souvent, une morphologie globale.

La première analyse et le premier classement morphologique des différents types de galaxies à été amorcé par les travaux d'Edwin Hubble (1926). Dans cette classification, on reconnaît deux grandes sections :

– Les galaxies dites elliptiques (E), présentant une distribution homogène du

flux lumineux associée à une morphologie éponyme en ellipse. Les références de Messier M49, M59, M60 et M87 sont des exemples pour ce type de galaxies (Fig. 1.20).

– Les galaxies à disque, présentant des structures spirales (S), dans lesquelles se forment les étoiles. Ce sont les populations d'étoiles jeunes, formées au passage des ondes de densité progressant dans le disque qui sont à l'origine de ces formes si particulières. Ces galaxies possèdent en leur centre un bulbe, structure diffuse plus ou moins sphérique, de taille variable et présentant une distribution du flux lumineux très proche des galaxies elliptiques précédemment décrites. Les objets de Messier M74, M81 et M101 sont des exemples de galaxies spirales classiques. Dans cette famille de galaxies, on distingue une seconde classe d'objets dite spirale barrée (SB). Ces structures présentent, comme leur nom l'indique, une barre centrale à partir de laquelle naissent les bras spiraux. La référence du *New General Catalog* NGC 1365 est un exemple de ce type de morphologie, elle est présentée en figure 1.21.

Ces deux grandes classes de morphologie sont ensuite sub-divisées en un certain nombre de sous-domaines traduisant des propriétés plus fines telles que la mesure de l'ellipticité du profil lumineux pour les galaxies elliptiques, le nombre et le caractère plus ou moins marqué des bras spiraux ainsi que l'importance du bulbe central pour les galaxies spirales.

En complément des deux grandes classes de structures (E et S), il est également courant de définir un type morphologique intermédiaire, dit de galaxies lenticulaires (S0). Ces galaxies se composent, à la manière des galaxies elliptiques, d'un bulbe central dominant le flux lumineux. S'ajoute à ce noyau central une structure étendue en forme de disque. Mais, à la différence des galaxies spirales standards, le disque des galaxies lenticulaires ne présente pas de bras spiraux et ne forme pas d'étoiles nouvelles en quantité suffisante pour que leur luminosité rendent visible cette composante de disque. Ce type intermédiaire, postulé en l'absence d'observation par Edwin Hubble, a été identifié par la suite. Il marque historiquement, dans le diagramme présenté en Fig. 1.22, la séparation entre galaxies elliptiques et spirales.

Pour finir ce classement morphologique, il faut citer les galaxies dites irrégulières qui ne peuvent être classées dans les trois types précédents. Ces structures, aux profils asymétriques, ne présentent ni bulbe central ni structure spirale réellement définis.

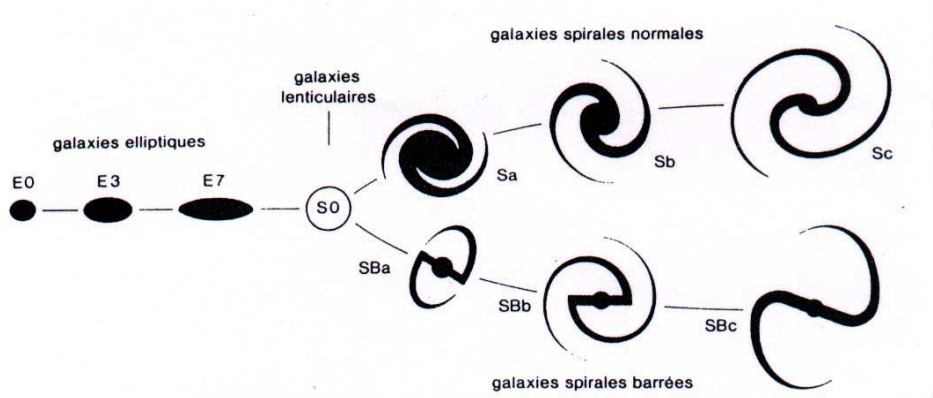


FIGURE 1.22 – Diagramme représentant la séquence d'évolution telle que présentée par Hubble (1926).

La progression historique

Historiquement, Edwin Hubble fait progresser son classement morphologique sous l'hypothèse d'une évolution s'initiant par les galaxies elliptiques, qu'il considérait comme peu évoluées dans leur structure dynamique, pour aboutir aux galaxies spirales dont les bras spiraux semblaient, sous son regard, l'aboutissement d'une évolution complexe. Cette évolution morphologique historique a marqué la terminologie de l'astrophysique extragalactique. On parle aujourd'hui encore de galaxies *early-type*[20] pour les galaxies elliptiques et de *late-type*[21] pour les galaxies spirales.

Depuis Edwin Hubble, notre vision des processus d'évolution affectant les galaxies, a bien changé. Le modèle actuel, tissé depuis une quinzaine d'années, renverse totalement l'évolution présentée dans le célèbre diagramme (Fig. 1.22). Les observations et les analyses réalisées depuis révèlent en effets plusieurs faits bousculant la vision historique.

1.4.2 Couleurs et séquences

Les séquences rouge et bleue

Au début des années 2000, une analyse en couleur a été couplée à l'évolution en morphologie. Une couleur est construite par la différence entre deux mesures photométriques réalisées à deux longueurs d'onde différentes. Avec l'arrivée des

20. De l'anglais : type précoce.
21. De l'anglais : type tardif.

grands relevés, la statistique devient suffisamment importante pour dégager des tendances fortes dans les propriétés lumineuses et plus particulièrement grâce aux couleurs.

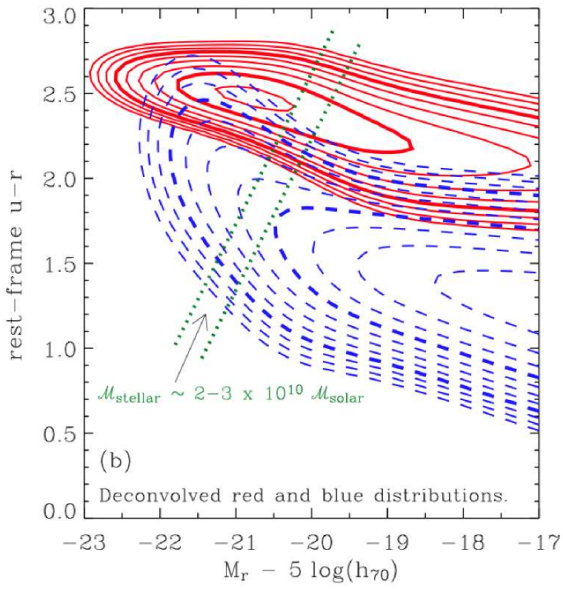


FIGURE 1.23 – Diagramme couleur-magnitude extrait de Baldry et al. (2004a). L'axe des ordonnées trace la couleur $u - r$ dans le référentiel de la galaxie (rest-frame). Plus celle ci est élevée, plus l'objet est rouge, la bande photométrique rouge prenant le pas sur la bande UV. L'abscisse indique la magnitude absolue (M_r) en bande photométrique rouge. Plus celle-ci diminue ($-23 \leftarrow -17$), plus l'objet est brillant. L'émergence d'une bimodalité est clairement visible : deux populations, l'une rouge, l'autre plus bleue apparaissent. Les deux centroïdes de ces distributions semblent séparés par une masse caractéristique proche de $10^{10} M_{\odot}$.

L'une des études clés de ce domaine à été réalisée par Baldry et al. (2004a,b). Les observations, menées essentiellement dans le cadre du programme SDSS, s'appuient sur 69 726 galaxies dont la photométrie a été mesurée dans les cinq bandes larges *u,g,r,i,z* de l'instrument, centrées respectivement du proche UV au proche infrarouge λ_0 =355, 467, 616, 747, and 892 nm. A ces relevés photométriques s'ajoute la mesure spectroscopique du redshift (z) permettant ainsi une mesure de distance (voir 2.1.2) et donc de magnitude absolue, donnant ainsi la luminosité intrinsèque des objets. Le relevé SDSS favorisant une large couverture angulaire du ciel, ne sonde que les objets proches. Ainsi l'analyse de Baldry et al. (2004a,b) porte uniquement sur les galaxies ayant un décalage vers le rouge $z \in [0.004 : 0.08]$.

Les résultats de cette étude sont cristallisés dans le diagramme dit couleur-magnitude (CM) présenté en figure 1.23. Comme son nom l'indique, ce type de représentation trace l'évolution d'une couleur, en l'occurrence $(u-r)$ en fonction de la magnitude absolue dans une bande donnée, ici rouge (M_r). Cette mesure $(u-r)$, comparaison entre les bandes photométriques UV et rouge respectivement, traduit le rougissement du flux lumineux produit par la galaxie. Plus celui-ci augmente ($0 \rightarrow 3$ en Fig. 1.23), plus l'objet est rouge. Cette couleur est représentée en Fig.

1.23 en fonction de la magnitude absolue (M_r), dans la bande rouge. Plus cette dernière diminue ($-23 \leftarrow -17$ en Fig. 1.23) et plus l'objet est brillant.

De l'analyse effectuée par Baldry et al. (2004a,b) confirme des travaux plus anciens Lilly et al. (1995), des ces différentes études,il ressort l'existence de deux populations. La première est dite rouge (ou séquence rouge) en raison de sa couleur moyenne ($u - r \in [2, 3]$) et de sa forte émission en bande rouge ($M_r \in [-22, -20]$). Cette couleur traduit, comme abordé précédemment, un vieillissent de la population stellaire présente et une absence significative de nouveaux processus de formation d'étoile. La seconde population, malgré une distribution plus large, présente une couleur moyenne moins rouge, en réalité plus bleue ($u - r \in [1, 2]$) et est donc qualifiée de séquence bleue. Cette tendance est confirmée par la valeur de la magnitude absolue en bande rouge M_r qui, en moyenne beaucoup plus élevé ($M_r \in [-20, > -17]$), traduit une émission rouge plus faible en comparaison à la première population, elle-même couplée à un rayonnement UV toujours présent. Dans les galaxies formant cette seconde séquence (bleue), l'émission UV est donc toujours présente et traduit, comme indiqué précédemment, l'existence de jeunes étoiles couplées à une activité de formation stellaire récente.

L'étude de Baldry et al. (2004a,b) révèle également l'existence d'une masse caractéristique séparant les deux groupes de galaxies. Cette masse stellaire, mesurée via l'utilisation d'ajustement de modèle de population stellaire, est estimée dans une fenêtre étroite : $M_\star \in [1 - 3 \times 10^{10} M_\odot]$ représentée par des lignes pointillées en figure. 1.23. Les galaxies de la séquence rouge ont en moyenne une masse stellaire supérieure à ce seuil. Les galaxies de la séquence bleue, à l'inverse, ont en général une masse stellaire inférieure.

Séquences et morphologie

Les larges études statistiques photométriques réalisées suite à la mise en place de grands programmes d'observation tel que le SDSS ont révélé, pour des décalages spectraux faibles et donc pour des structures relativement proches de nous, l'existence d'une bimodalité dans la population générale des galaxies.

On peut alors s'interroger sur le lien entre les deux types morphologiques principaux de galaxies identifiés par Edwin Hubble dans son diagramme et les deux séquences colorées. Le lien est en réalité significatif. Il fut établi environ une décennie avant les travaux de Baldry et al. (2004a,b) par Roberts & Haynes (1994). A l'aide d'un échantillon, certes beaucoup plus restreint que ceux accessibles aujourd'hui, ils établissent une relation entre la couleur (b-v), traduisant le rougissement

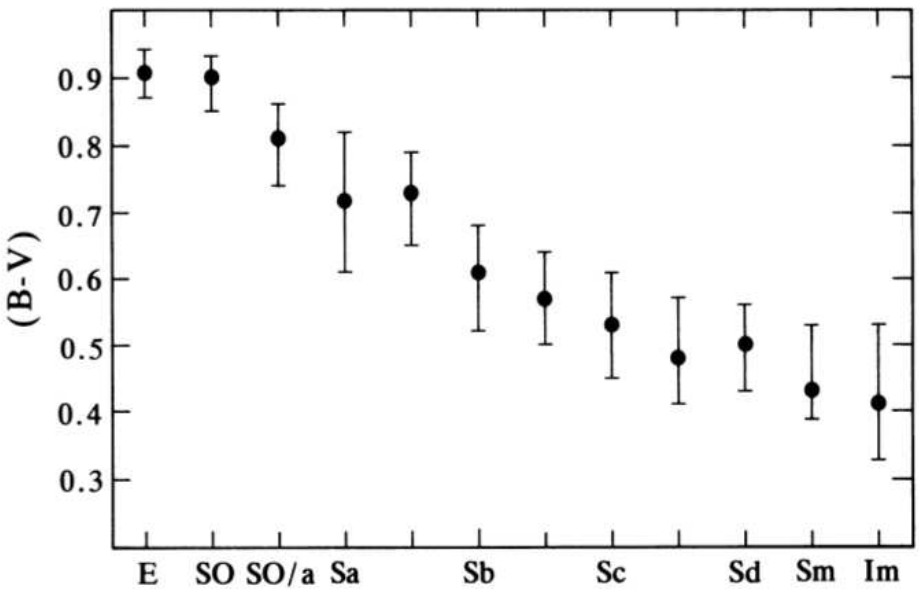


FIGURE 1.24 – Relation entre couleur (b-v) et type morphologique. On constate une nette évolution. Les galaxies de type morphologique elliptique (E) sont caractérisées par une forte couleur rouge ($b - v \simeq 0.9$). La transition vers les galaxies spirales (S) par l'intermédiaire des galaxies lenticulaires (SO) s'accompagne d'une diminution progressive et constante de la couleur moyenne. Au sein des galaxies dites spirales, la couleur est d'autant plus faible ($(b-v) : 0.7 \rightarrow 0.5$), la galaxie d'autant plus bleue) que les bras spiraux sont peu nombreux et marqués (Sa$\rightarrow$ Sd). Les galaxies les plus bleues identifiées dans cette étude sont des structures irrégulières ne figurant pas, par définition, dans la célèbre séquence de Hubble. [Figure extraite de Roberts & Haynes (1994)].

d'un objet, et le type morphologique. Les résultats de cette comparaison, présentés en figure 1.24, indiquent un rougissement progressif des galaxies, s'initiant par les galaxies irrégulières, les plus bleues, et s'achevant aux galaxies elliptiques (E), les plus rouges. La transition s'effectue au travers des galaxies à disques (S), celles présentant des structures spiralées peu nombreuses et fortement marquées (Sd) étant les plus bleues (moins rouges), les galaxies présentant des bras spiraux, plus diffus (Sa) étant elles, plus rouges. Les structures intermédiaires entre spirale et elliptique, qualifiées de lenticulaires et occupant la place de maillon transitoire dans la séquence de Hubble, jouent un rôle identique dans la progression en couleur.

Les deux séquences initialement décrites par Hubble sont donc identifiables dans un diagramme couleur-magnitude, la séquence rouge étant peuplée préférentiellement de galaxies elliptiques, la séquence bleue abritant les galaxies à disques spiralés (et les galaxies irrégulières). A l'évolution morphologique des galaxies s'ajoute la ques-

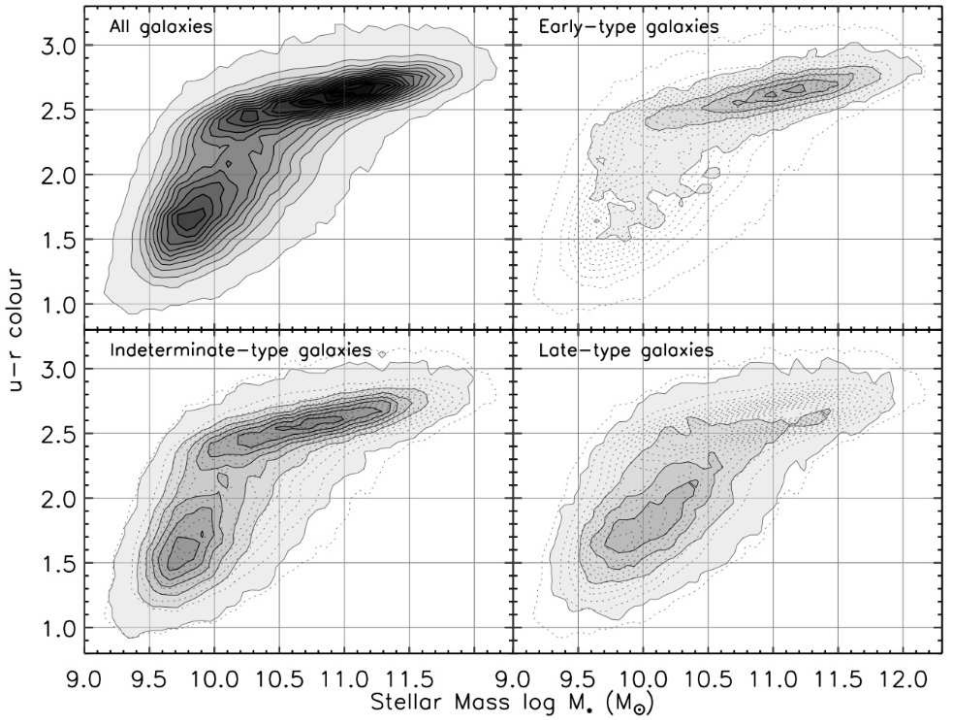


FIGURE 1.25 – Relation entre couleur (u-r) traduisant le rougissement d'une structure et la masse stellaire abritée par cette dernière. Dans le premier cadran (haut/gauche), regroupant l'ensemble des objets observés, la bimodalité est parfaitement visible. Le second cadran (haut/droit) est dédié aux galaxies dites *early-type*, elliptiques, les plus rouges. A contrario, le dernier cadran (bas/droit) est dédié aux galaxies dites *late-type*, de morphologie spirale, bleues. A partir de ces deux échantillons, il apparaît clairement que les galaxies elliptiques rouges, occupent préférentiellement la gamme des hautes masses stellaires, les galaxies à disques peuplant le domaine des masses inférieures. [Crédit figure Schawinski].

tion de leur progression en masse. Si elle existe, quelle relation s'établit entre masse stellaire moyenne, couleur et morphologie ?

Séquences et masse

Cette problématique, au centre des travaux de modélisation présentés dans cette thèse, peut être abordée en relation avec la morphologie et la séparation entre les séquences bleue et rouge. La figure 1.25 présente les distributions de la couleur (u-r), traduisant le rougissement de la galaxie en fonction de la masse stellaire abritée par cette dernière. Les données utilisées pour construire ces relations sont issues du programme SDSS. Les diagrammes sont construits pour des sélections de ga-

laxies différentes. Ainsi, alors que le cadrant supérieur gauche regroupe l'ensemble de l'échantillon, les cadrans de droite, haut et bas, sont dédiés respectivement aux galaxies de morphologies elliptiques (*early-type*) et spirales (*late-type*). A partir de ces deux sélections, il apparaît clairement que les galaxies les plus massives sont préférentiellement de morphologie elliptique alors que les galaxies hôtes d'une population stellaire moins massive sont généralement des structures à disques spirales. La masse caractéristique, séparant les deux populations, et identifiée dans les études de Baldry et al. (2004a,b) ($M_\star \simeq 1-310^{10} M_\odot$) est parfaitement compatible avec les distributions explicitées dans ces diagrammes.

La séquence historique de Hubble renversée !

Comme présentées précédemment, les études photométriques ont révélés deux populations de galaxies. Une séquence rouge constituée de galaxies abritant une population d'étoiles âgées et vieillissantes qui émet son rayonnement aux plus grandes longueurs d'onde du domaine visible (rouge) et dans le proche infrarouge. Les galaxies peuplant cette séquence présentent très majoritairement des morphologies elliptiques et occupent généralement la gamme haute de la distribution en masse des galaxies formées à l'époque concernée ($M_\star > 10^{10} M_\odot$ à $z \simeq 0$). Des études complémentaires, dédiées à la mesure des quantités de gaz et de poussière présents dans ces objets, ont démontrés que ce type de structures ne comporte que très peu de gaz, les rendant impropre à la genèse de nouvelles générations d'étoiles. Toutes ces observables indiquent donc que les galaxies elliptiques rouges sont, contrairement aux premières hypothèses d'Edwin Hubble, les derniers maillons de l'évolution. Elles ont formés leurs étoiles tôt dans leur histoire et abritent à présent les vestiges de cette formation précoce : une population rouge vieillissante.

A l'opposé, on compte les galaxies spirales (et irrégulières) bleues. Ces dernières présentent une émission stellaire UV/bleu d'intensité moyenne à forte, signe qu'elles sont les hôtes d'une population d'étoiles jeunes, et le siège d'une formation stellaire moyenne ($1-10 M_\odot/an$) inscrite dans un processus relativement continu. La masse stellaire abritée par ces galaxies est généralement inférieure à celle d'une galaxie elliptique. Leur contenu en gaz et poussières est beaucoup plus important. N'ayant pas encore consommé la totalité de leur réservoir de gaz, formant encore des étoiles, ces structures, représentant la majorité de la population des galaxies observables, sont encore dans une phase active. Elles précèdent donc la phase elliptique.

Les observations dressent donc une vision renversée de la séquence historique.

Les galaxies bleues à disques spiralés sont les premiers maillons d'une évolution qui s'achève dans les galaxies rouges elliptiques, hôtes de populations stellaire massive. Même si la progression initialement proposée par Edwin Hubble a été bouleversée, les deux grandes classes de morphologie (spirale et elliptique) marquent des étapes, certes différentes, mais s'inscrivant dans une même évolution.

Quelle sont les principaux mécanismes conduisant à ces changements ? Dans quelles conditions la transition morphologique et l'arrêt de la production de nouvelles étoiles s'effectuent-elles ? Une première piste de réponse se dessine peut-être dans un type très particulier de structure, accélérateur d'évolution.

1.4.3 Effets d'environnement

Depuis les début de l'astrophysique extragalactique, il est un type d'objets qui focalise une grande attention. Il s'agit des amas de galaxies. Ces regroupements très importants de galaxies, tel celui d'Abell (1689) présenté en figure 1.26, présentent des caractéristiques particulières. Ces amas sont des environnements extrêmes de notre Univers et, de part leur densité d'objets, ils constituent *des accélérateurs* dans les processus d'évolution des galaxies qui les composent. Au sein de ces structures les fusions de

L'une des études les plus célèbres dans l'analyse d'une possible relation entre la morphologie des galaxies et la densité d'objets dans leur environnement proche a été menée par Dressler (1980a,b). La figure 1.27 présente l'un des résultats marquant de ces études : une forte diminution de la fraction de galaxies spirales (S) avec l'augmentation de la densité d'objets dans l'environnement. La fraction évolue de près de 80% dans les environnements peu denses à des valeurs inférieures à 10% dans les amas. Les structures à morphologie spirale peuplent donc majoritairement les régions peu denses. Elles sont souvent qualifiées de galaxies de champs. A l'inverse, la fraction de galaxies elliptiques (E) augmente fortement avec la densité d'objets. Il en est de même pour les galaxies de morphologie intermédiaire dites lenticulaires (SO). Les amas, étant les environnements les plus denses en galaxies, abritent en leurs cœurs une majorité de galaxies elliptiques, généralement très massives.

On retrouve ces effets d'environnement, favorisant l'émergence de galaxies elliptiques rouges, dans les diagrammes couleur-magnitude construits pour différents niveaux de regroupement d'objets. La figure 1.28, extrait de Baldry et al. (2004a) présente ce type d'évolution. Dans cette étude, la densité de l'environnement est

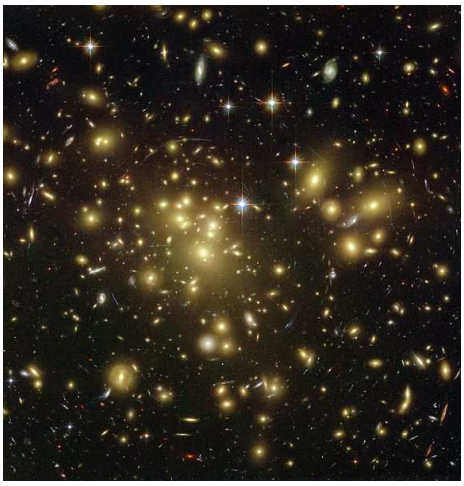


FIGURE 1.26 – L'amas de galaxies Abell 1689. Situé dans la constellation de la Vierge, c'est l'un des amas les plus grands et les plus massifs observables. Son centre est occupé par des galaxies très massives à la morphologie elliptique. [crédit photo : NASA].

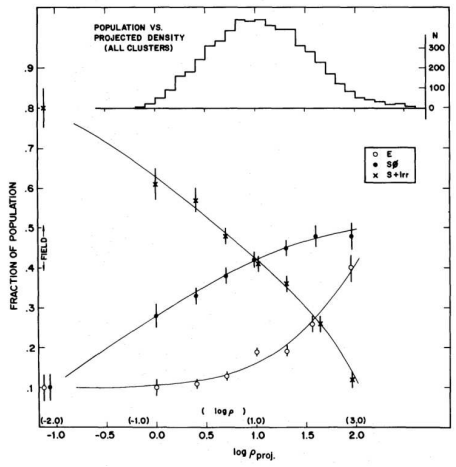


FIGURE 1.27 – Fraction de galaxies en fonction de leur morphologie et de la densité d'objets caractéristique de l'environnement au sein duquel elles évoluent. On constate une forte augmentation de la fraction de galaxies elliptiques dans les environnements denses. A contrario les galaxies spirales dominent les environnements peu denses, elle sont alors qualifiées de galaxies de champs. [figure extraite de Dressler (1980b)].

caractérisée par :

$$\Sigma_5 = \frac{5}{\pi r_5^2} \tag{1.14}$$

où r_5 est la distance projetée du cinquième voisin. Les biais de projection fond qu'un objet, totalement indépendant (avant/arrière plan) de l'environnement direct de l'objet étudié peut être localisé proche de celui-ci sur la sphère céleste. Ces biais sont éliminés par l'intermédiaire de mesures de distances, déduites de redshifts spectroscopiques. Plus Σ_5 est élevé et plus les 6 objets (le central et les cinq voisins) sont regroupés dans un volume projeté réduit. Les différents cadrans (a $\rightarrow$ e), décrivant le comportement de la relation couleur-magnitude (similaire à celui présenté précédemment, Fig. 1.23), sont classés par densité croissante. La séquence bleue domine les environnements peu denses ($\Sigma_5 < 0.9$). La séquence rouge apparaît progressivement et devient majoritaire pour les environnements denses ($\Sigma_5 >> 0.9$).

Prenons une simple comparaison : dans une galaxie, la distance moyenne in-

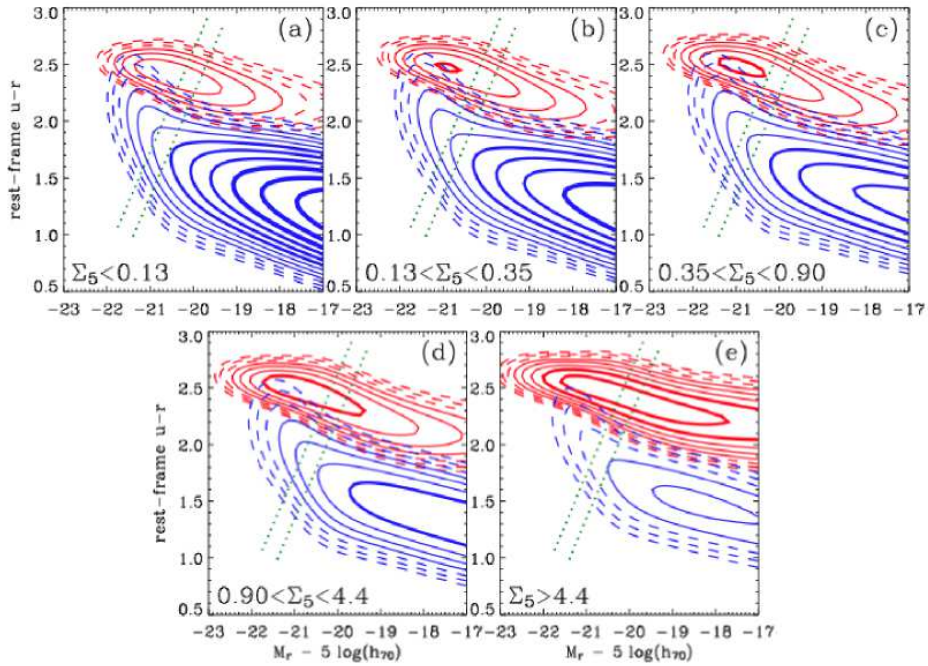


FIGURE 1.28 – Diagrammes couleur-magnitude paramétrisé par la densité d'objets (Eq. 1.14). Cette dernière croît proportionnellement à Σ_5. L'émergence de la séquence rouge, constituée majoritairement de galaxies elliptiques, est clairement visible. Ces structures sont donc préférentiellement présentes au sein des amas de galaxie. [Figure extraite de Baldry et al. (2004a)].

terstellaire est très élevée en comparaison aux tailles caractéristiques des étoiles (10^6 fois leur diamètre en moyenne). La dispersion de vitesse [22] se situe dans une gamme allant d'environ 50 km/s dans les disques stellaires à près de 300 km/s dans les bulbes ou les galaxies elliptiques. Au contraire, dans un amas, la distance séparant les galaxies est beaucoup plus faible au regard de leurs dimensions (15-20 fois leur diamètre en moyenne). De plus, les vitesses de dispersion sont beaucoup plus élevées que celles relevées dans une galaxie, avoisinant les 1000 km/s. Les deux distances caractéristiques suggèrent une probabilité plus forte de collision dans un amas plutôt qu'au sein d'une galaxie. De plus, même si la forte dispersion de vitesse dans les amas, réduit (sans l'annuler totalement) cette probabilité de collision, il n'en reste pas moins que les effets de marée, produits lors de passages rapprochés de structures, peuvent produire d'importantes modifications de la morphologie.

22. La dispersion de vitesse d'une structure, galaxie ou amas, est une mesure de l'amplitude de la distribution de vitesse autour de la valeur moyenne dans cette objet.

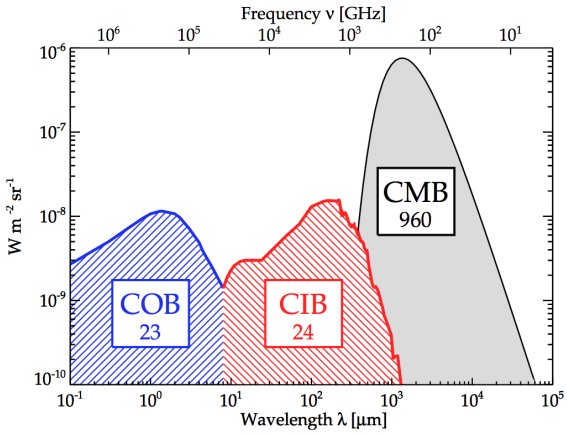


FIGURE 1.29 – Distribution spectrale d'énergie des fonds extragalactiques. La distribution est dominée par le fond cosmologique micro-onde (CMB), résidu du premier rayonnement émis dans notre Univers. Les fonds diffus optique (COB) et infrarouge (CIB) sont les seconds en intensité. Leurs brillances actuelles sont très proches (COB/CIB : 23/24 $nW/m^2/sr$). Ils regroupent les émissions optiques et infrarouges des galaxies formées dans notre Univers. [Figure extraite de Dole et al. (2006)].

La forte présence des galaxies elliptiques au coeur des amas ainsi que leurs masses stellaires élevées (en moyenne supérieures à celle d'une galaxie à disque (Dressler, 1980a,b; Dressler et al., 1997; Fasano et al., 2000)) tend à faire émerger un modèle de formation des structures elliptiques par coalescence, fusion d'un ensemble plus ou moins grand d'autres galaxies.

Toutes les observables explicitées précédemment, sont autant de traces d'une évolution des galaxies. Cette évolution, à l'échelle des objets individuels semble, au vu de ces études, s'inscrire dans un processus continu, étroitement relié à la formation stellaire et dans lequel l'environnement joue un rôle qu'il reste encore à approfondir. Allons un peu plus loin ! Que nous révèlent les observations si l'on regarde à un niveau supérieur, regroupant le comportement moyen des galaxies d'une même époque ?

1.4.4 Le fond diffus infrarouge, l'histoire de la formation stellaire

CIB ou l'empreinte de la formation stellaire passée

Pour caractériser ce comportement de grande échelle plus global, il faut faire intervenir une mesure, elle-même plus globale, celle de l'intensité du fond résiduel d'émission radiative infrarouge de toutes les galaxies formées au cours de l'histoire de notre Univers. L'existence de ce fond à été prédite en 1967 mais il a fallu attendre les travaux de Puget et al. (1996), basés sur les données du satellite de la NASA COBE, pour l'identifier réellement. Il sera siglé CIB, acronyme de l'anglais

Cosmic Infrared Background pour fond diffus infrarouge. Alors que le fond diffus infrarouge comptabilise l'intégralité du rayonnement infrarouge (8 et 1000 μm) émis par les galaxies depuis leur formation, son homologue optique, le COB, regroupe le rayonnement stellaire émis dans le domaine visible.

En terme de puissance rayonnée, les fonds diffus optique et infrarouge ne représentent qu'une faible fraction en comparaison au fond diffus micro-onde (CMB), relique de la première lumière de l'Univers et qui sera abordé plus en détail dans le chapitre 2.

Pour bien comprendre l'origine et la composition du fond diffus infrarouge, il faut prendre un peu de recul. Les premières galaxies se forment 400 millions d'années après le Big Bang. Les étoiles formées emplissent alors l'Univers de rayonnement. Les processus d'absorption, de chauffage et de ré-émission par les poussières, se mettent progressivement en place avec l'apparition des premiers métaux dans les milieux interstellaires. La structuration de l'Univers progresse et avec elle, la formation des galaxies s'accélère. Toutes ces structures rayonnent, ce qui accroit encore les fonds de photons infrarouge et visible qui nous parvient aujourd'hui.

On qualifie ce rayonnement de diffus pour une raison simple mais trompeuse : Aujourd'hui encore, même les instruments les plus puissants ne peuvent résoudre, identifier individuellement, l'ensemble des galaxies responsables de cette émission infrarouge globale. Seules quelques sources peuvent être résolues comme le montre la figure 1.30. La majorité du signal observé, comme celui enregistré aux travers de trois canaux du satellite européen Planck, présenté en Fig. 1.30, est donc constitué, confusion oblige, de fluctuations de brillance, signature de ce fond de photons produit par l'ensemble des galaxies formées au cours de l'histoire de notre Univers. Ainsi, l'analyse de la distribution spectrale et de l'intensité de ce fond diffus permet de quantifier, parmi un grand nombre de propriétés, le taux de formation d'étoile moyen (e.g. Lagache et al., 2000; Lagache & Puget, 2000; Fazio et al., 2004; Marsden et al., 2009; Béthermin et al., 2010; Matsuura et al., 2011).

Vers l'émergence d'un pic de formation d'étoile

Pour établir un premier résultat, il faut comparer (Fig. 1.29) l'intensité de brillance actuelle du fond infrarouge avec le fond de lumière visible, empreintes respectives de l'émission infrarouge et stellaire. Actuellement, la majorité de l'énergie produite par les galaxies, et plus particulièrement les populations stellaires est émise dans le domaine visible, le domaine infrarouge ne concentrant actuellement que peu de rayonnement. Malgré cet excédant actuel d'énergie dans le domaine vi-

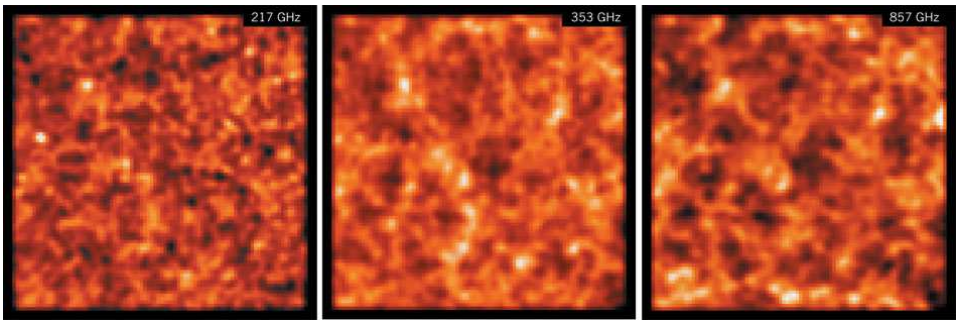


FIGURE 1.30 – Le fond diffus infrarouge (CIB) tel que révélé au travers de trois canaux du satellite européen Planck. On y distingue quelques sources proches de la résolution. Les fluctuations de brillance caractéristiques de ces observations matérialisent le fond de photons émis par l'ensemble des galaxies au cours de l'histoire de nôtre Univers. [Figure extraite de Seljak (2012)].

sible proche UV, les intensités absolues des deux fonds, optique et infrarouge sont extrêmement proches (COB/CIB : 23/24 $nW/m^2/sr$, Fig. 1.29). Ces deux faits considérés, on ne peut converger que vers l'hypothèse d'une émission infrarouge d'intensité beaucoup plus marquée dans le passé, connaissant même un pic. Cette forte production de rayonnement étant, comme abordé précédemment, corrélée avec l'activité de formation stellaire, cette dernière n'a pu être que plus intense dans le passé (Gispert et al., 2000).

Cette activité de formation stellaire, plus intense par le passée, a été confirmée par l'analyse des relevés profonds. Depuis les travaux de Madau et al. (1996) et Lilly et al. (1996) de nombreuses autres études ont porté, et porte encore, sur la mesure en fonction du temps du taux moyen de formation stellaire ρ_{sfr}. On peut citer par exemple les travaux de Hopkins & Beacom (2006) qui regroupent de nombreuses études sur le sujet. Plus récemment, les travaux de Cucciati et al. (2012), en s'appuyant sur les données UV du programme VVDS (VIMOS-VLT Deep Survey) couplées à une modélisation de l'extinction moyenne, dresse l'évolution de l'activité stellaire sur près de 12 milliards d'années. Toujours par l'analyse du rayonnement UV et de son extinction, les travaux de Bouwens et al. (2011) présentent les mesures les plus profondes (décalages spectraux $z > 6$) du taux de formation stellaire. Un bilan de l'évolution de de ce dernier est présenté en figure 1.31. Un pic de formation stellaire, entre les redshifts $z \in [1 - 3]$ est clairement visible.

Les observations réalisées depuis les années 90 tendent à monter que les galaxies évoluent individuellement, au gré de leur formation stellaire, et ce avec un couplage

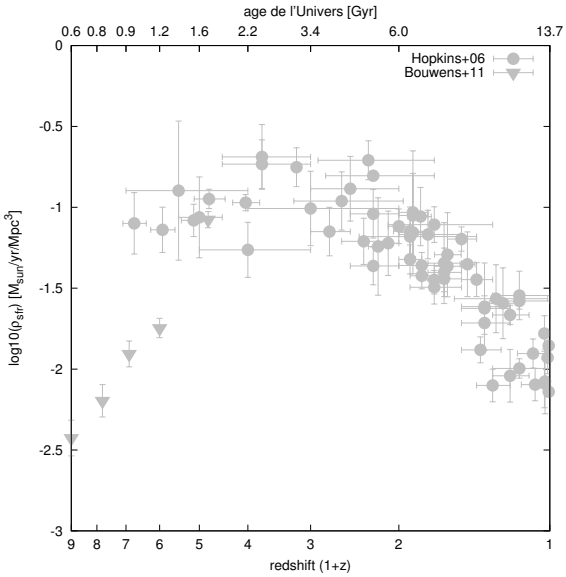


FIGURE 1.31 – Ensemble de mesures, en fonction du temps, normalisé pour un volume comobile d'Univers de $1Mpc^3$, du taux moyen de formation stellaire ρ_{sfr}. Sont reportés, le décalage spectral (redshift : $1 + z$) et l'âge de l'Univers en abscisses basse et haute respectivement. Les données représentées ici sont issues des travaux de Hopkins & Beacom (2006), regroupant un grand nombre d'études dédiées à ces mesures. Les points à plus grand décalage spectral, ($z > 6$), sont extraient de Bouwens et al. (2011). Ces mesures, exprimées dans la convention d'IMF de Chabrier (2003), mettent en avant un pic de formation stellaire entre les redshifts $z \in [1 - 3]$.

complexe avec leur environnement. Des structures, situées à différents niveaux de cette évolution, peuvent être identifiées à une même époque. En effet, la séquence bleue, peuplée principalement de galaxie à disques (spiralés) présentant un niveau moyen à élevé de formation d'étoile, co-habite avec la séquence rouge, majoritairement constituée de galaxies elliptiques à la formation stellaire extrêmement faible voir inexistante.

Plus généralement, les mesures globalisées du taux de formation stellaire, indiquent que nôtre Univers semble avoir traversé une période ($z \in [1 - 3]$, âge $\in [2 - 6Gyr]$) de forte activité de formation d'étoile.

Pour contraindre l'évolution moyenne, avec le temps, de la formation stellaire et de l'assemblage progressif en masse des galaxies, l'outils statistique est le plus adapté.

1.4.5 Evolution en luminosité et en masse des galaxies : l'approche statistique

Le grand nombre d'objets identifiables dans les grands relevés du ciel, larges ou profonds, rend l'étude statistique pertinente pour extraire les tendances de l'évolution d'une grandeur. Plus précisément, les analyses les plus courantes s'articulent sur des fonctions de distribution, comptabilisant le nombre d'objets par unité

de volume d'Univers, en fonction d'un paramètre, échantillonné régulièrement dans un intervalle donné.

Les deux des propriétés fondamentales des galaxies, évoluant avec le temps, que sont la masse et le taux de formation stellaire, lui-même proportionnel à la luminosité de la galaxie, sont au cœur des travaux récents d'astrophysique extra-galactique. Les deux grands types de fonctions de distribution étudiés sont donc les fonctions de masse stellaire et de luminosité.

Fonction de masse stellaire

Par définition, la fonction de masse stellaire (sMF [23]) comptabilise le nombre de galaxies par unité de volume d'Univers dans un intervalle, généralement logarithmique, de masse stellaire. L'unité de densité d'objets est donc $gal/Mpc^3/dex$. Généralement, la fonction de masse ($\phi(M)dM$) observée peut être ajustée par une fonction analytique :

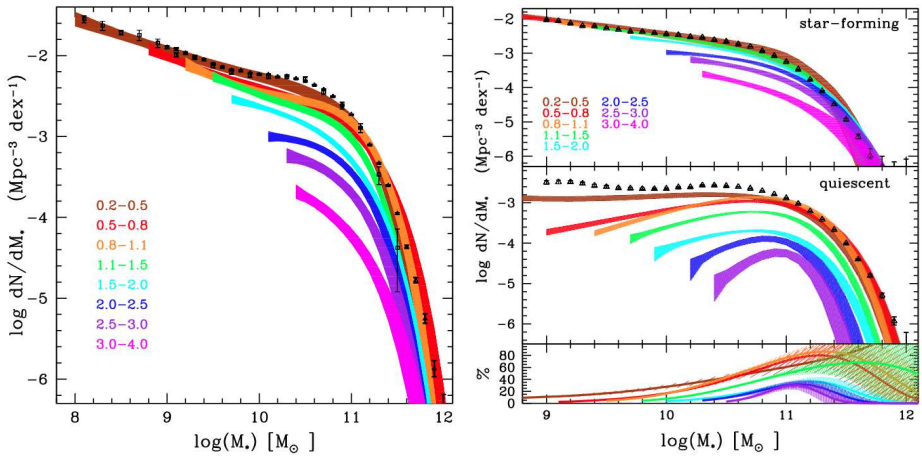
$$\phi(M)dM = Exp\left(-\frac{M}{M^\star}\right)\left[\phi_1^\star\left(\frac{M}{M^\star}\right)^{\alpha_1} + \phi_2^\star\left(\frac{M}{M^\star}\right)^{\alpha_2}\right]\frac{dM}{M^\star} \tag{1.15}$$

dans laquelle $M^\star$ est une masse caractéristique, $\phi_1^\star$ et $\phi_2^\star$ sont deux amplitudes et enfin α_1 et α_2 sont les pentes respectives des deux fonctions. Cette formulation est dite *Double Schechter* en raison d'une des premières analyses effectuées sous cette forme, sur des luminosités, par Schechter (1976).

La figure 1.32(a) présente une série de fonction de masse stellaire. Etablies par Ilbert et al. (2013), ces distributions, échantillonnées pour différents intervalles de redshift ($0 < z < 4$: code couleur), couvrent une période de près de 12 milliards d'années d'évolution. Les fonctions paramétriques sont tracées sur des intervalles en masse dont la borne inférieure dépend de la limite photométrique du relevé. Plus l'époque sondée est reculée et plus le flux lumineux reçu est faible. Par conséquent, la masse stellaire minimale accessible est donc plus élevée. Plus on regarde loin dans le temps et dans l'espace et plus l'échantillon sélectionnera des galaxies massives et/ou brillantes.

Les données utilisées, regroupant plus de 220 000 galaxies, sont issues du programme COSMOS. De nombreuses autres études, similaires à celle menée par Ilbert et al. (2013) ont été réalisées à partir de ce programme de champs profond. On peut

23. sMF acronyme issu de l'anglais : *stellar Mass Function.*



(a) (b)

FIGURE 1.32 – Fonctions de masse construites par Ilbert et al. (2013) à partir des données issues du programme COSMOS. Le cadran gauche (a) regroupe les distributions complètes en masse, réalisées pour différents intervalles de redshifts, répartis entre $0 < z < 4$ et couvrant donc une période de près de 12 milliards d'années d'évolution. Les cadrans droits (b), supérieur et central, présentent les fonctions de masse, pour les mêmes intervalles de redshift, pour deux sous-échantillons correspondant respectivement aux galaxies produisant des étoiles (*star-forming* : disques spirales) et aux galaxies n'en produisant pas ou très peu (*quiescent* : elliptiques). Le cadran inférieur droit indique la fraction de galaxies *quiescentes* par intervalle de masse et pour chaque époque (couleur). [figures extraitent de Ilbert et al. (2013)].

citer par exemple les travaux de Drory et al. (2009), Pozzetti et al. (2010) ou encore Domínguez Sánchez et al. (2011).

Pour les distributions présentées en figure 1.32(a), si l'on prend une masse stellaire caractéristique $M_0 = 10^{11} M_\odot$ et si l'on se focalise dans un premier temps sur le domaine inférieur des masses $M_\star < M_0$, on constate une très forte augmentation de la densité d'objets entre les redshifts $z = 4$ et $z = 1$. L'augmentation est beaucoup plus faible pour les galaxies abritant des populations stellaires plus massives que M_0. Plus précisément, Ilbert et al. (2013) enregistre une augmentation d'un facteur 0.9 dex ($\simeq 7.9$) entre $z = 1.5$ et $z = 2$ pour une masse stellaire de $10^{9.8} M_\odot$ alors que, dans le même intervalle de temps, la densité de structures ayant une masse d'étoiles de $10^{11.2}$ ne croît que d'un facteur 0.2 dex ($\simeq 1.6$). Pour ces grands redshifts, $z > 1$, deux régimes sont clairement identifiables. La densité de galaxies abritant des masses d'étoiles inférieures à la masse caractéristique M_0 croît beaucoup plus vite que celle des galaxies plus massives que M_0. A contrario, pour des époques plus récentes, $z < 1$, les deux régimes ne sont plus différentiables.

L'évolution en densité d'objets est, pour les deux populations, quasiment inexistante.

Les cadrans supérieur et central de la figure 1.32(b) présentent respectivement deux sous-échantillons correspondant aux galaxies produisant des étoiles (*star-forming* : disques spirales) et aux galaxies n'en produisant pas ou très peu (*quiescentes* : elliptiques).

La population de galaxies *quiescentes* composée majoritairement de galaxies elliptiques, mais abritant également quelques spirales ne formant que très peu d'étoile, présente, pour les bas redshift $z < 1$, une évolution fortement dépendante de la masse stellaire. Alors qu'aucune augmentation significative de la densité n'est relevée pour les galaxies massives, la distribution évolue rapidement, se dirigeant vers un aplatissement progressif de la distribution pour les galaxies les moins massives. Cette aplatissement, génére une augmentation d'autant plus forte de la densité que la structure est peu massive. Pour exemple, Ilbert et al. (2013) note une augmentation de la densité d'un facteur 5 pour les galaxies de masse stellaire $M_\star \simeq 10^{9.5}$ alors que, dans le même temps, la densité de galaxies de masse $M_\star \simeq 10^{11.2}$ n'évolue pas. Cette évolution indique que, dans l'intervalle de redshift le plus proche de notre époque $(0 < z < 1)$ [24], la population de galaxies stoppant sa formation d'étoile croît en nombre en progressant des masses les plus élevées vers les masses les plus faibles. Les galaxies semblent donc stopper leur formation stellaire progressivement, les structures les plus massives initiant en premier le processus dit de *quenching*, les galaxies les moins massives s'éteignant plus tard.

Le domaine des hauts redshift ($z > 1$) ne présente pas la même dichotomie de masse. En effet, la densité de galaxies *quiescentes*, qui forment très peu ou pas d'étoiles, augmente de façon similaire en fonction de la masse stellaire. L'émergence rapide avec le temps de cette population s'initie tout de même dans le régime des hautes masses. De cette évolution aux époques reculées couplée à la non évolution en densité des structures de fortes masses, on en déduit le scénario suivant : les galaxies les plus massives, stoppent leur formation stellaire relativement tôt ($z \simeq 4$ pour $M_{star} > 10^{11.5} M_\odot$). Cette population de galaxies massives, ne formant plus d'étoiles, croît progressivement jusqu'à des redshifts de l'ordre de $z = 1$, après quoi, la densité se stabilise. La population de galaxies stoppant leur formation stellaire s'accroît alors en touchant des galaxies de moins en moins massives.

24. A un redshift de $z = 1$, l'Univers avait environ la moitié de son âge actuel soit environ 7 milliards d'années.

Le cadran haut de la figure 1.32(b) est dédié à l'évolution au cours du temps des galaxies dites *star-forming*[25]. Comme pour les autres distributions, les fonctions de masse pour ce type de galaxies sont présentées pour différents intervalles de redshift ($0 < z < 4$ code couleur) et pour des régimes de masse dépendant de la résolution du relevé. Comme précédemment il est opportun de séparer l'évolution de cette fonction de masse en deux régimes distincts, celui des faibles et des grandes masses stellaires, respectivement séparés par une masse caractéristique : $M_0 \simeq 10^{10.8} M_\odot$.

Dans le domaine inférieur de masses, la distribution présente une pente relativement prononcée et identique à toutes les époques. Ilbert et al. (2013) précisent qu'ils ne sont pas en mesure d'identifier une variation significative de cette pente pour l'ensemble du domaine de masse accessible à l'étude. Même si la pente de la distribution ne semble pas varier avec le temps, l'amplitude de la relation, traçant la densité de source, évolue également selon deux régimes. Comme précédemment, c'est pour les époques les plus reculées $z > 1$ et principalement dans le domaine des faibles masses que l'évolution de la densité d'objets est la plus prononcée. Pour la période $1.5 < z < 2$, une galaxie de masse stellaire $M_\star \simeq 10^{10.3} < M_0$ accroît sa masse d'étoiles d'un facteur 0.4 dex ($\simeq 2.5$). En opposition directe, les structures les plus massives $M_\star > 10^{11}\ M_\odot$, ne semblent pas évoluer de manière significative. Ces dernières atteignent leurs masses stellaires élevées relativement tôt, des galaxies de $M_\star > 10^{11}\ M_\odot$ sont déjà présentes à des redshifts $z \simeq 4$. Ces galaxies entrent alors dans le domaine de masse caractéristique des premières galaxies ayant stoppé leur formation stellaire (*quiescentes*). Il semblerait donc que différents processus, s'appliquant dans un premier temps aux structures massives, limitent la croissance en masses stellaire de ces dernières. L'arrêt de la formation stellaire se propage ensuite progressivement aux galaxies moins massives, ceci explique alors la croissance très faible de la densité de galaxie à bas redshift, ($z < 1$) même dans le régime des faibles masses stellaires.

Les fonctions de masse donnent une vision statistique de l'assemblage en masse des galaxies. Elles présentent une vision de l'évolution qui peut être divisée en deux époques distinctes. Il semble que la croissance en masse stellaire soit importante à haut redshift ($4 < z < 1$) et ce principalement pour les galaxies de masse intermédiaires ($10^{10} \geq M_\star \leq 10^{11}\ M_\odot$). Les galaxies plus massives se formant relativement vite. Les observations indiquent en effet l'existence de galaxies abritant des masses d'étoiles $M_\star > 10^{11}\ M_\odot$ dès les redshifts $z \simeq 4$. Ces galaxies massives semblent ensuite être assujettis à un certain nombre de phénomènes limitant très

25. De l'anglais : formant des étoiles.

fortement leur croissance stellaire. Cette arrêt de la formation stellaire semble ainsi être initiée dans les structures les plus massives, à des époques, là encore précoces $z \simeq 4$, pour se poursuivre progressivement vers les structures hôtes de populations stellaires moins massives.

Fonctions de luminosité, traceur de l'activité de formation stellaire

L'évolution de la fonction de masse semble indiquer une forte activité de formation stellaire à des décalages spectraux de l'ordre de $z = 2$. Comme explicité précédemment, l'intensité de formation stellaire peut être suivie, moyennant une prise en compte de l'extinction (e.g. Calzetti et al., 2000), par la luminosité (ou la magnitude absolue) en bande large ultraviolette (UV). Dans la même veine des fonctions de masse, il est courant d'exploiter l'information statistique contenue dans l'évolution des fonctions de luminosité/magnitude. Comme son homologue paramétrée par la masse stellaire, la fonction de luminosité, comptabilise le nombre de galaxies, par unité de volume d'Univers dans un intervalle, généralement logarithmique de luminosité/magnitude.

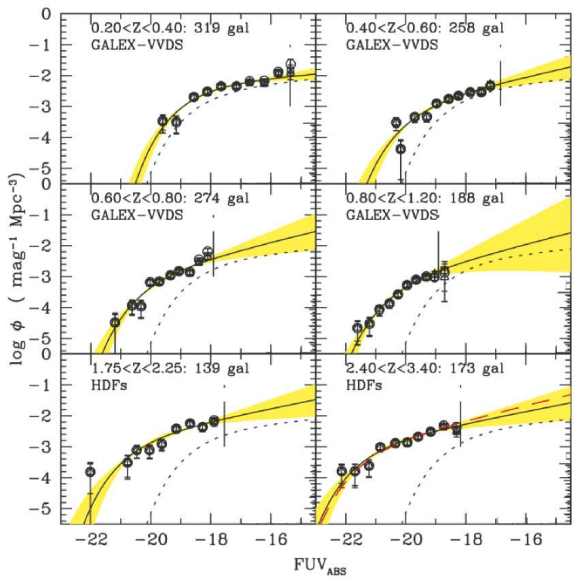


FIGURE 1.33 – Fonction de luminosité *rest-frame* UV. Construites par Arnouts et al. (2005) à partir de données issues du satellite **?**, ces distributions sont données pour différents décalages spectraux compris entre $0.2 < z < 3.4$. Les symboles sont issus de mesures directes via l'utilisation de différents estimateurs (e.g. Vmax, Ilbert et al. (2004)). La courbe continue noire associée à la zone colorée jaune sont respectivement le meilleur ajustement et la zone d'erreur à 1σ. La courbe pointillée noire correspond à une distribution de référence, mesurée localement ($z \simeq 0$) par Wyder et al. (2005). L'augmentation de la luminosité et l'émergence de galaxies très brillantes pour des redshift $z > 0.5$ est clairement visible. [Figure extrait de Arnouts et al. (2005)].

La figure 1.33, extrait des travaux de Arnouts et al. (2005), est un exemple de ce type de fonction de luminosité. Ces distributions tracent l'évolution de la densité de galaxie (ϕ), ayant une magnitude absolue *rest-frame* (dans le référentiel de la

galaxie) dans le domaine UV lointain (FUV :0.15μm) comprise dans un certain intervalle de magnitude dM_{FUV}. Les données, issu du programme GALEX, et analysées par l'intermédiaire d'estimateurs de la fonction de luminosité (e.g. Vmax, Ilbert et al. (2004)) permettent de construire un ensemble de distribution pour différents intervalles de redshift $0.2 < z < 3.4$. La courbe continue noire associée à la zone colorée jaune sont respectivement le meilleur ajustement et la zone d'erreur à 1σ. La courbe pointillée noire correspond à une distribution de référence, mesurée localement ($z \simeq 0$) par Wyder et al. (2005). Cette référence locale, permet de constater très nettement l'évolution avec le redshift de cette fonction de luminosité UV. Le nombre d'objets brillants atteignant, voir dépassant des luminosités absolues $FUV > -21$ sont clairement identifiés à des décalages spectraux $z > 1$ alors qu'il sont inexistants localement ($z \simeq 0$). La luminosité UV étant reliée à l'existence et à la formation d'étoiles jeunes, la fonction de luminosité UV consolide donc le scénario d'une forte activité de formation stellaire à des redshifts supérieurs à $z = 1$ (Tresse et al., 2007; Cucciati et al., 2012).

En complément de la mesure issue des bandes photométriques UV, l'activité de formation stellaire peut également être tracée par la luminosité bolométrique (intégrée sur une plage fixée de longueur d'onde) infrarouge : $L_{IR(8-1000\mu m)}$. Le taux de formation stellaire associé étant déduit par l'intermédiaire de la relation de Kennicutt (1998b,a), Eq. 1.10.

La figure 1.34, extraite de Rodighiero et al. (2010b) présente une large compilation de travaux portant sur la mesure de cette fonction de luminosité bolométrique infrarouge $L_{IR(8-1000\mu m)}$, (Sanders et al., 2003; Huynh et al., 2007; Le Floc'h et al., 2005; Magnelli et al., 2009; Caputi et al., 2007; Chapman et al., 2005). Les mesures regroupées ici, mêmes si elles s'accordent en grande majorité, présentent aux redshifts intermédiaires ($0.8 < z < 1.5$) une certaine dispersion. La comparaison entre les distributions aux différents redshift et la fonction de luminosité locale ($z \simeq 0$), construite par Sanders et al. (2003) et prise alors comme référence, confirme la forte évolution de la luminosité infrarouge avec le redshift. On constate en effet l'existence, à des redshifts de l'ordre de $z \simeq 2.25$, de galaxies rayonnant plus de $10^{13} L_{\odot}$ dans l'infrarouge alors que ce type de structure est inexistante localement ($z \simeq 0$). La conversion de cette luminosité bolométrique infrarouge extrême donne, par l'intermédiaire de la relation (Eq. 1.10), des taux de formation stellaire avoisinant les 2000 $M_{\odot}/an$.

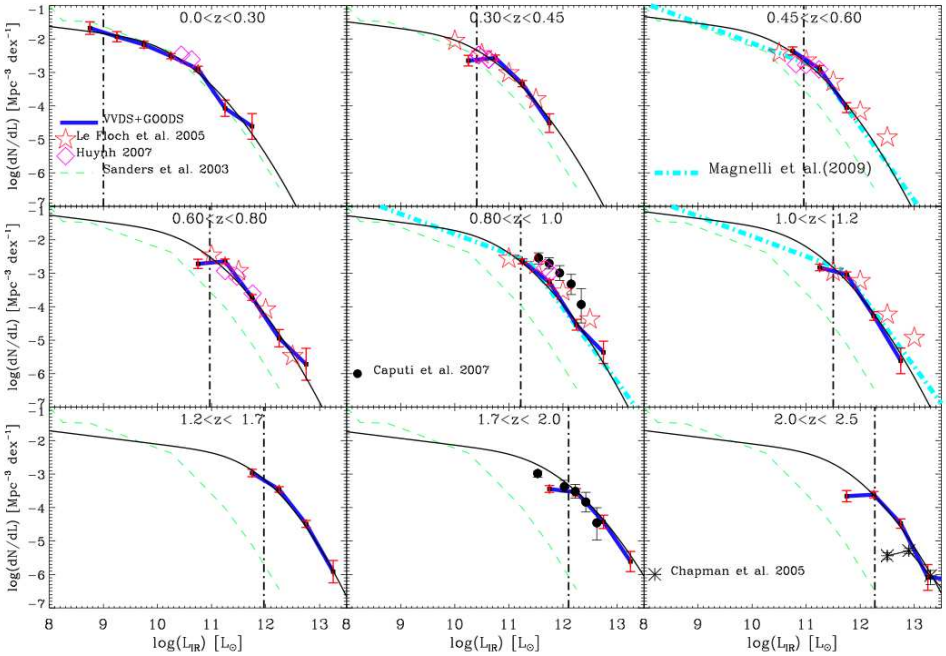


FIGURE 1.34 – Compilation de différentes estimations de la fonction de luminosité bolométrique infrarouge $L_{IR(8-1000\mu m)}$; trait bleu épais + ajustement courbe noire : Rodighiero et al. (2010b)(GOODS+VVDS-SWIRE), pointillés vert : Sanders et al. (2003) prise comme référence locale ($z \simeq 0$), diamants roses : Huynh et al. (2007) ; étoiles rouge : Le Floc'h et al. (2005), tiret-point cyan : Magnelli et al. (2009), cercles noirs : Caputi et al. (2007) et enfin, astérisques noires : Chapman et al. (2005). La référence locale permet de distinguer clairement une évolution de la luminosité avec le redshift. Des galaxies rayonnant plus de $10^{13} L_{\odot}$ dans l'infrarouge sont identifiées à des redshift de l'ordre de $z \simeq 2.25$ alors que ce type de structure est quasi inexistante localement ($z \simeq 0$). [Figure extraite de Rodighiero et al. (2010b)].

1.5 Une évolution séculaire, parsemée d'évènements violents ?

Les traceurs d'évolution que sont la morphologie et la couleur apparente des galaxies font émerger une dichotomie dans la population générale des galaxies. D'un côté, on trouve une population dite rouge, constituée de galaxies présent une morphologie préférentiellement elliptique. Ces galaxies sont les hôtes d'une population stellaire massive et vieillissante sans nouvelle formation significative d'étoile.

La fraction élevée de ces galaxies relevée dans ces zones denses de nôtre Univers que sont les amas de galaxies, tend à faire penser qu'elles sont le résultat de forts

effets d'interaction, voire de fusion entre plusieurs progéniteurs moins massifs.

Avant ces interactions violentes, les précurseurs de galaxies elliptiques pourraient alors être les membres de la seconde séquence dite bleue. Cette dernière regroupe des galaxies abritant une masse stellaire plus faible que celle mesurée dans les galaxies elliptiques et présentent majoritairement une morphologie à disque spirale, spirale barrée, voir même irrégulière pour les plus actives d'entre elles.

Les galaxies elliptiques de la séquence rouge, n'ayant qu'une activité de formation stellaire très faible, voire nulle, la création de masse stellaire nouvelle s'initie donc dans les galaxies à disque (ou irrégulière), qui présentent elles, des taux de formation stellaire élevés. Une question se pose alors, peut-on caractériser cette croissance, ou plus précisément peut-on quantifier l'efficacité de formation stellaire dans ces structures dites *star-forming* ?

1.5.1 Séquence principale et galaxies à flambée de formation stellaire : les révélations du taux de formation stellaire spécifique

Une grandeur clée intervient alors dans l'analyse : le taux de formation stellaire spécifique (sSFR [26]). Construit à partir de la masse stellaire et du taux de formation stellaire :

$$sSFR = \frac{SFR}{M_\star} \ [an^{-1}] \tag{1.16}$$

cette fraction, normalisant le taux de formation stellaire à la masse d'étoile déjà présente dans la structure permet de quantifier l'efficacité de croissance en masse stellaire. En effet, $1/sSFR$ n'étant rien d'autre que le temps de doublement de masse, plus $sSFR$ est élevé et donc plus ce temps est court et plus la structure croit rapidement en masse.

Une étude pertinente, réalisée par Sargent et al. (2012) et consistant en l'analyse de la fonction de distribution du taux de formation stellaire spécifique, permet d'avancer sur ce point. L'un des principaux résultats de ces travaux est reporté en Fig 1.35. Les données utilisées sont issues des observations des champs profonds COSMOS et GOOD-sud réalisées par le satellite européen *Herschel*. L'échantillon de galaxies (voir Rodighiero et al. (2011)) est tout d'abord limité aux galaxies présentant une activité de formation stellaire puis, il est subdivisé en quatre groupes, chacun d'entre eux regroupant les galaxies dont le logarithmique décimal de la

26. Acronyme de l'anglais : specific star formation rate

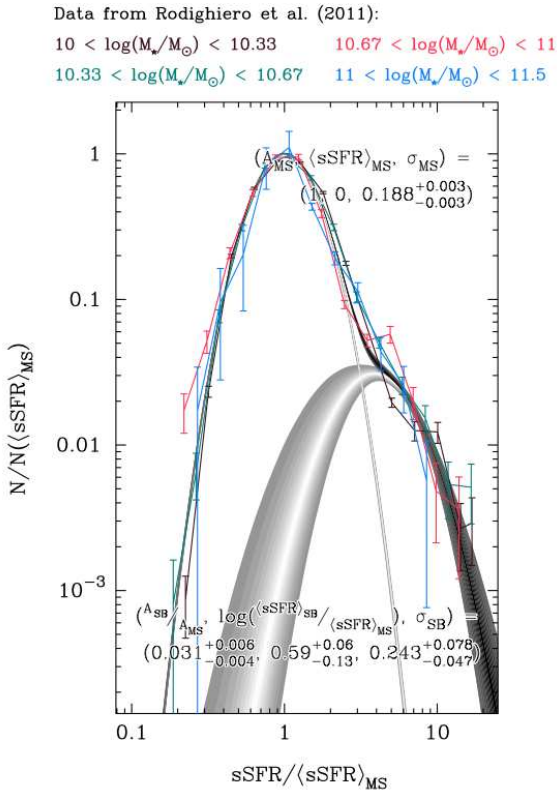


FIGURE 1.35 – Distributions normalisées du taux de formation stellaire spécifique $sSFR = SFR/M_\star$ construites à partir de différents échantillons de galaxies (Rodighiero et al., 2011) sélectionnées dans différents intervalles restreints du logarithme décimal de la masse stellaire : [10.00 : 10.33], [10.33 : 10.67], [10.67 : 11.00], [11.00 : 11.50]. Les distributions normalisées de ce taux sont, pour les quatre groupes de masses, étonnamment similaires et peuvent être décomposées en deux distributions élémentaires. Ces distributions sous-jacentes ajustées par des fonctions paramétriques de type log-normale sont qualifiées de *main sequence* et *starburst*, cette dernière présentant un taux spécifique de formation stellaire moyen de l'ordre de quatre fois supérieur à celui de la distribution principale, regroupant la majorité des objets. [Figure extraite de Sargent et al. (2012)].

masse stellaire est comprise dans l'un des intervalles suivants : [10.00 : 10.33], [10.33 : 10.67], [10.67 : 11.00], [11.00 : 11.50]. Il reste alors à identifier comment ces galaxies qui, au sein d'un même échantillon, sont proches en terme de masse stellaire déjà assemblée, se repartissent vis à vis de leur taux de formation spécifique.

Dans chacun de ces quatre groupes de masse, la distribution normalisée est étonnamment similaire et peut être décomposée en deux distributions élémentaires, comme il est présenté en Fig. 1.35. Ces distributions sous-jacentes ajustées par des fonctions paramétriques de type log-normales sont qualifiées de *main sequence*[27] et *starburst*[28]. La première distribution regroupant la majorité des galaxies de l'échantillon présente un taux de formation spécifique caractéristique en moyenne quatre fois plus faible que celui de la seconde distribution.

Cette double distribution met en lumière deux populations au sein même des

27. expression issue de l'anglais : séquence principale
28. expression issue de l'anglais désignant une galaxie manifestant une flambée de formation d'étoile

galaxies formant des étoiles, l'une majoritaire s'inscrit dans un processus régulier de formation d'étoiles, proportionnel à la masse d'étoile déjà formée (voir Fig. 1.36). La seconde, présentant une efficacité de formation stellaire accrue, est probablement constituée de galaxies au sein desquelles, des processus transitoires violents, liés par exemple à une sur-accrétion de gaz frais cosmologique ou à des interactions gravitationnelles, prémices d'une fusion future, viennent accroitrent temporairement l'activité de formation stellaire. Cette population, en raison de la forte activité de formation stellaire enregistrée, est donc qualifiée de *starburst*.

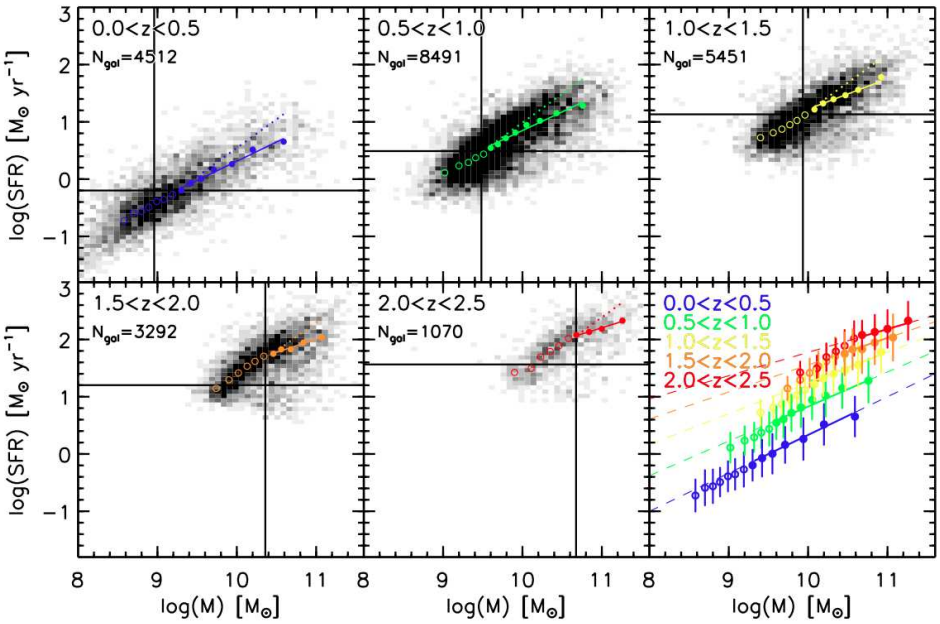


FIGURE 1.36 – Evolution avec le redshift de la relation $M_\star - SFR$. Les trois cadrans supérieur ainsi que les deux cadrans gauches inférieurs, présentent la distribution des 22 816 galaxies observées par le programme NMBS (Whitaker et al., 2011) et sélectionnées dans différents intervalles de redshift ($0.0 < z < 2.5$). Les deux droites, verticale et horizontale, marquent les limites en complétude des deux grandeurs indiquées. Dans le cadran inférieur droit sont reportées les relations moyennes ainsi que les déviations standard de chacune d'elles. On constate une nette progression de l'efficacité de la formation stellaire avec le temps, le niveau moyen de la distribution ne faisant que croître avec le redshift. [Figure extraite de Whitaker et al. (2012)].

Des observations complémentaires (e.g. Feulner et al., 2005; Dunne et al., 2009; Stark et al., 2009; Labbé et al., 2010; Rodighiero et al., 2010a; Whitaker et al., 2012) indiquent que l'efficacité moyenne de formation stellaire augmente avec le redshift passant de $log_{10}sSFR = -1$ à nôtre époque ($z = 0$) à des valeurs légèrement supérieures à $log_{10}sSFR = 0.1$ pour des redshifts de l'ordre de $z \simeq 3$. La tendance

pour des décalages spectraux supérieurs $z > 3$ est encore sujet à controverse : une croissance continue s'opposant à l'établissement d'un plateau, traduction d'une efficacité constante dans les époques les plus reculées Noeske et al. (2007); Dunne et al. (2009); Weinmann et al. (2011); Reddy et al. (2012); Stark et al. (2013). La figure 1.36 présente de manière concrète cette augmentation croissante de l'activité moyenne de formation stellaire avec le redshift (cadran inférieur droit). Les résultats qui y sont présentés sont issus des travaux de Whitaker et al. (2012).

1.5.2 Formation stellaire modérée, flambée d'étoile et extinction

Depuis les premiers pas réalisés par Hubble ou De Vaucouleurs qui s'efforçaient à classifier les objets extragalactiques de part leurs morphologies, l'études des galaxies a franchi de grandes étapes. Aujourd'hui l'utilisation des grands programmes d'observation, qu'ils soient menés au sol ou dans l'espace a ouvert les portes à l'analyse statistique s'appuyant sur une multitude d'objets.

A présent, un scénario, que l'on pourrait qualifier de modèle standard, se dessine : la formation stellaire semble être principalement localisée dans des galaxies à disque, présentant des structures spirales plus ou moins marquée. Au sein de ces structures, la formation de nouvelles étoiles est régulière et s'inscrit dans un rythme continue, qualifié de séculaire. Cette activité moyenne, semble s'accroître pour atteindre un pic d'efficacité vers $z \simeq 2$. Cette population de galaxies s'inscrit dans ce qui est communément appelé aujourd'hui la séquence principale (*main sequence*).

En parallèle sont identifiées des galaxies à la morphologie irrégulière. Ces structures tourmentées semblent, au regard de leur couleur bleue, héberger une forte activité de formation stellaire. Cette dernière s'avère, dans nombres de cas, résulter d'interactions gravitationnelles préfigurant une fusion prochaine. Ces sursauts de formation stellaire, gouvernés par des effets d'environnement, marquent le second mode de formation d'étoile, dit *starburst* (Barnes & Hernquist, 1991; Elbaz & Cesarsky, 2003; Hopkins et al., 2006; Cox et al., 2008; Teyssier et al., 2010).

Ces collisions de galaxies, accélérant la transformation du gaz disponible en étoiles, s'inscrivent très probablement dans la liste des mécanismes responsables de la stérilisation des galaxies. En effet la sur-production d'étoiles engendrée par les phénomènes de compression générés par les fusions, précipitent l'appauvrissement en gaz de la structure. Celle-ci est stérilisée. La fraction élevée de galaxies elliptiques rouges, au centre des amas, sites les plus à même de voir se dérouler une

(a) (b)

FIGURE 1.37 – Collisions de galaxies génératrices de flambée de formation stellaire. Le premier système (a), baptisée *les antennes* tire ce nom des deux grandes queues de marées gravitationnelles, visibles de part et d'autre du centre de la collision. Le *Quintette de Stephen* (b) abrite lui plusieurs hôtes en interaction.

fusion de galaxies, tend à indiquer que le résultat de telles rencontres aboutit à la formation de ce type particulier de structures que sont les galaxies elliptiques (ou lenticulaires).

L'évolution des galaxies semble donc suivre un processus de formation stellaire modérée et continue, ponctué d'évènements violents. Ces phases intenses de formation sont intimement liées à l'environnement dans lequel évolue la structure. Qu'ils soit le fruit d'une alimentation exceptionnelle en gaz frais cosmologique, ou se produisant lors d'interactions faisant intervenir plusieurs acteurs, ces sursauts d'activité marquent généralement la fin de la phase modérée, et l'entrée de la galaxie dans une évolution passive, au sein de laquelle, les populations stellaires déjà formées vieillissent inexorablement, sans voir de nouvelle génération d'étoiles émerger.

Chapitre 2

Un cadre pour la formation des galaxies

Ce qui est incompréhensible, c'est que le monde soit compréhensible.

-Albert Einstein (1879 - 1955)

Résumé

Après avoir présenté, sous le regard des observations, les grandes étapes de l'évolution des galaxies, ce second chapitre s'articule sur la présentation du cadre formel, dit $\Lambda - CDM$. Après une présentation rapide du formalisme, issu de la relativité générale, permettant de décrire l'évolution de la géométrie de notre Univers (2.1), une description plus détaillée des composantes énergétiques est abordée. La seconde partie de ce chapitre se focalise sur les processus de structuration de la matière (2.2). Les grandes structures, résultats des contraintes gravitationnelles imprimées par la matière noire dans le champ de densité, apparaissent dans les relevés des programmes d'observation 2dF et SDSS. La mise en oeuvre de ces mécanismes structurants fait partie intégrante du scénario dit de formation hiérarchique des galaxies dont les principes clés sont ensuite présentés. La matière noire joue donc un rôle majeur dans la structuration, il est donc impératif de décrire le plus finement possible son évolution. La fin de ce chapitre (2.3) est donc consacrée aux deux méthodes (analytique et issue de simulations numériques) utilisées pour décrire l'évolution des halos de matière noire, hôtes de la formation des galaxies.

Sommaire

2.1 Décrire la géométrie et le contenu de notre Univers 69
2.1.1 Géométrie et Univers relativiste 69
2.1.2 Décalage spectral (redshift) et mesure de distances . . . 71
2.1.3 Le contenu de notre Univers 72
2.2 La matière noire, grandes structures et modèle de formation hiérarchique 77
2.2.1 L'émergence de l'hétérogénéité 78
2.2.2 Les grandes structures révélées par l'ordinateur 79
2.2.3 Le modèle de formation hiérarchique des galaxies 81
2.3 Représenter et quantifier la structuration des halos de matière noire, hôtes de la formation des galaxies. 84
2.3.1 Le formalisme de Press-Schechter 85
2.3.2 L'analyse des simulations N-corps 89
2.3.3 Comparaison des deux approches 98

2.1 Décrire la géométrie et le contenu de notre Univers

2.1.1 Géométrie et Univers relativiste

Le cadre théorique actuel dans lequel est décrit l'évolution de nôtre Univers et donc celle des galaxies est celui de la relativité générale et plus particulièrement des équations d'Albert Einstein. L'une des plus célèbres théories du XXème siècle relie, sous certaines hypothèses, le contenu énergétique à la géométrie de l'Univers, représenté respectivement par le tenseur impulsion-énergie ($T_{\mu\nu}$) et le tenseur métrique ($g_{\mu\nu}$). Ce lien est construit via un certain nombre d'autres grandeurs que sont, le tenseur de Ricci ($R_{\mu\nu}$), la courbure scalaire R, la constante cosmologique Λ, indispensable pour d'écrire l'expansion de la trame cosmique, sans oublier la constant universelle de gravitation G :

$$R_{\mu\nu} + \left(\Lambda - \frac{1}{2}R\right) g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \tag{2.1}$$

Les hypothèses principales fondent, ce qui est généralement appelé le *principe cosmologique*. Ce dernier stipule que, l'univers est homogène, sa composition ne varie pas d'une région à l'autre, et isotrope, les lois physiques qui le décrivent sont les mêmes en tout point.

Dans le cadre le plus couramment utilisé, la géométrie de notre Espace-Temps est décrite par la métrique de Friedmann-Robertson-Walker (FRW). Celle-ci donne l'expression, dans le système de coordonnées polaires $(dr, d\theta, d\phi)$, d'un intervalle infinitésimal d'espace-temps :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 sin^2(\theta) d\phi^2\right] \tag{2.2}$$

Ici, $a(t)$, le facteur d'échelle traduit l'évolution avec le temps de la trame d'espace temps, c est la célérité de lumière dans le vide, dt un intervalle élémentaire de temps et k le paramètre de courbure. Ce dernier, déduit des observations du satellite *WMAP* (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe : Spergel et al. (2007)) et plus récemment de la mission européenne *Planck* :(Planck Collaboration et al., 2013) est compatible avec une courbure nulle $k = 0$.

L'évolution du facteur d'échelle est déduit de l'équation précédente (Eq. 2.1) et

est gouverné par le système d'équation différentielles suivant :

$$\begin{cases} (1) \quad \ddot{a} = -\dfrac{4\pi G}{3}\left(\rho_m + \dfrac{3P}{c^2}\right) + \dfrac{\Lambda c^2}{3}a \\ \\ (2) \quad \left(\dfrac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \dfrac{8\pi G}{3}\rho_m + \dfrac{\Lambda c^2}{3} \end{cases} \tag{2.3}$$

Dans ce système intervient alors ρ et P qui sont respectivement la densité et la pression des fluides composant nôtre Univers. Dans la métrique explicitée précédemment (Eq. 2.2), la densité de matière [1] (ρ_m) décroit au fur et à mesure que l'Univers se dilate, que son volume augmente :

$$\rho_m = \rho_{m,0}\left[\frac{a(t_0)}{a(t)}\right]^3$$

On donne ici son évolution en fonction des valeurs locales (t_0) de la densité de matière $\rho_{m,0}$ et du facteur d'échelle $a(t_0)$. Plus généralement, cette densité est donnée sous la forme d'un paramètre sans dimension :

$$\Omega_m = \frac{8\pi G}{3H_0^2}\rho_{m,0} \quad \text{avec} \quad H_0 = \left[\frac{\dot{a}(t_0)}{a(t_0)}\right]$$

dans lequel intervient la constante dite de Hubble H_0 mesurée localement (t_0). Dans la même veine, on donne également la densité normalisé d'énergie noire :

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2}$$

Suivant ce formalisme, la seconde équation du système 2.3 se reformule suivant :

$$\frac{\dot{a}}{a}(t) = H_0\sqrt{\Omega_m\left[\frac{a(t_0)}{a(t)}\right]^3 + \Omega_\Lambda} \tag{2.4}$$

1. On ne donne ici que la densité liée à la matière et à l'énergie noire responsable de l'expansion. Cette description réductrice ne prend pas alors en compte la densité dite de rayonnement. Cette simplification n'a que peut d'effet. En effet, même si le rayonnement dominait le contenu énergétique de l'Univers dans les premiers instants de l'univers, sa densité décroissant plus rapidement que celle de la matière, les photons se diluant, ils n'en représentent actuellement qu'une infime fraction.

2.1.2 Décalage spectral (redshift) et mesure de distances

Redshift

L'évolution du facteur d'échelle, traduit donc la dilatation au cours du temps de la trame cosmologique. Cette expansion, comme abordé dans le chapitre 1, affecte le rayonnement émis par les galaxies. Les longueurs d'ondes λ_{em} et λ_{obs} correspondantes respectivement à celle émise par la source au temps t_{em} et celle mesurée par l'observateur au temps $t_{obs} = t_0 > t_{em}$ sont reliées par le décalage spectral z (ou *redshift* en anglais) :

$$1 + z = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{em}} = \frac{a(t_0)}{a(t_{em})} \tag{2.5}$$

Par l'intermédiaire des équations (2.4, 2.5) ont peut relier le redshift au temps qui sépare l'instant d'émission du rayonnement (t_{em}) et l'instant d'observation (t_0). Ce temps de regard en arrière [2] t_{lbt} n'est rien d'autre que l'intégrale du temps passé depuis l'émission du rayonnement :

$$t_{lbt} = \int_{t_{em}}^{t_0} dt = \int_0^{z_{em}} \frac{1}{H_0(1+z)\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} dz$$

La relation entre les pas infinitésimaux de temps (dt) et de redshift (dz) étant donnée par :

$$\frac{dz}{dt} = -\frac{a(t_0)\dot{a}(t)}{a^2(t)} = -H_0(1+z)\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$$

Distances comobile et lumineuse

La définition 2.4 permet également de définir la relation liant le décalage spectral (z) et la distance qui sépare l'observateur de la source de rayonnement. Dans un Univers en expansion, plusieurs définitions de distance co-existent. La première de ces distances, dite comobile et notée $D_c(z)$ s'affranchit des effets de l'expansion, ou plus précisément suit l'expansion de notre Univers. Par ce fait, la distance comobile entre deux objets est donc constante au cours du temps.

$$D_c(z) = \int_{t_{em}}^{t_0} c(1+z)dt = \int_0^z \frac{c}{H_0\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} dz \tag{2.6}$$

2. Traduit de l'anglais : *lookback time*.

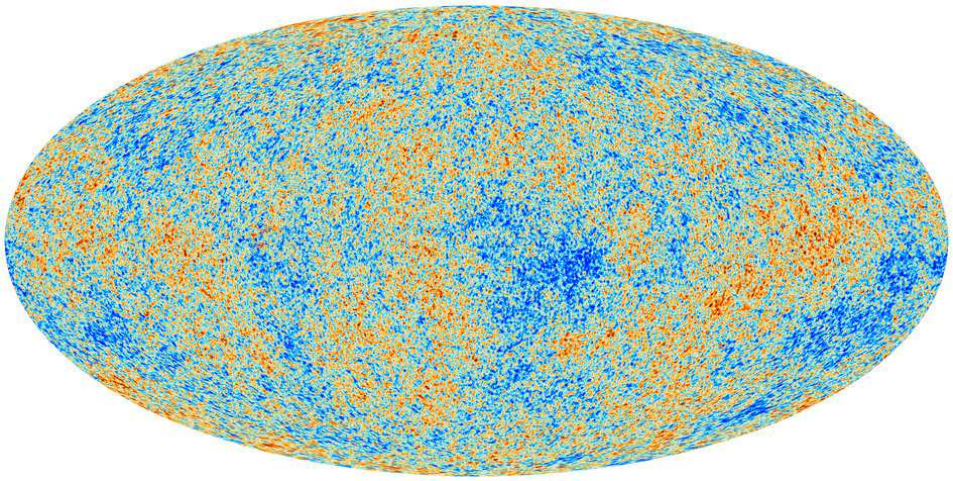


FIGURE 2.1 – Le fond diffus cosmologique vu par le satellite européen *Planck*. Chaque variation de coloration, trace d'infimes variations ($\simeq \mu K$) de température. Ces écarts de température sont la signature de perturbation de densité ne rompant qu'à un niveau extrêmement faible (10^{-6} K) l'homogénéité globale. Malgré tout, ce sont ces grumeaux primordiaux qui vont, sous l'effet de la gravitation donner naissance aux grandes structures et aux amas de galaxies actuels. [Crédit : Collaboration Planck].

Bien que cette distance soit une indication précieuse pour décrire le positionnement des objets dans un Univers en expansion, elle n'est pas égale, dilatation des longueurs d'onde oblige, à la distance parcourue par les photons. Or, dans le cadre des méthodologies et des résultats présentés dans le chapitre 1, la mesure de cette distance, dite lumineuse et notée $D_l(z)$, est indispensable pour déduire les propriétés intrinsèques de la source du rayonnement. L'évolution de cette distance lumineuse est reliée au décalage spectral, prenant en compte par définition la modification de la longueur d'onde sous l'effet de l'expansion, comme suit :

$$D_l(z) = (1+z)D_c(z) \tag{2.7}$$

2.1.3 Le contenu de notre Univers

L'empreinte du fond diffus cosmologique

Comme mentionné précédemment, les équations d'Einstein (Eqs. 2.3) décrivant l'évolution de notre Univers, s'appuient sur le lien entre géométrie et contenu énergétique de ce dernier. La question de sa composition se pose alors.

La réponse à cette question est contenue dans la première lumière émise dans

notre Univers. Dans les premiers instants, ce dernier présente des densités et des températures extrêmes. Dans ces conditions, matière et rayonnement sont intiment liés et interagissent perpétuellement. Puis, progressivement, du fait de l'expansion, le milieu se dilue, la température baisse, elle devient alors suffisamment basse pour que matière et rayonnement soient libérés de leurs emprises mutuelles. Les photons sont libres de parcourir des distances très élevées, distances allant jusqu'à celle nous séparant de cette surface de dernière diffusion. Aujourd'hui, les instruments peuvent mesurer, dans le domaine radio [3], la trace fossile de ce rayonnement originel. La figure 2.1 présente la cartographie, tout le ciel, la plus détaillée et la plus précise jamais réalisé de ce fond diffus cosmologique. Issu de l'analyse approfondie des données recueillies par le satellite européen *Planck*, cette distribution de température présente d'infimes variations ($\simeq \mu K$), traduction d'infimes perturbations dans le champ de densité de matière.

Le modèle standard, $\Lambda - CDM$

L'analyse complexe de ce fond primordial de photons s'inscrit dans le cadre théorique du modèle cosmologique standard. Celui-ci, baptisé $\Lambda - CDM$ s'appuie sur un contenue énergétique séparé en trois composantes d'importance assez différentes.

- La matière dite *classique* composée des baryons (protons, électrons composant le noyau des atomes) des électrons et de toutes les autres particules de notre environnement quotidien. Elle constitue également les étoiles, et le gaz interstellaire.
- Aux côtés de cette matière classique qui nous est familière, semble co-exister une matière plus étrange, plus sombre. Ce second constituant, appelé matière noire froide (CDM [4]) est au centre du modèle cosmologique standard actuel. Représentant la majorité de la matière dans notre Univers, celle-ci n'interagirait que très peu avec sa consœur la matière baryonique, rendant les détections directes difficiles. En revanche elle subit la gravitation, force dominante aux échelles cosmologiques, elle peut donc être détectée indirectement, par l'analyse des comportements dynamiques des grands ensembles de matière : les amas de galaxies par exemple. Les premières hypothèses sur l'existence d'une

3. Même si, à l'origine, ce fond de photons cosmologiques a été émis à des longueurs d'ondes beaucoup plus courte, traduction du niveau d'énergie encore élevé qui reignait à cette époque, comme tout signal lumineux il a subit l'expansion de notre Univers. C'est pourquoi aujourd'hui, ce rayonnement est observé dans le domaine des ondes radio.

4. traduction de l'anglais *Cold Dark Matter*

telle matière sont donc apparues pour expliquer les résultats, troublants, provenant des premières études focalisées sur les amas de galaxies. En 1933, Fritz Zwicky (1898-1974), un astrophysicien américano-suisse, observe à l'aide du télescope du Mont Wilson (voir Fig.1.2) l'amas de galaxie dit de Coma (Zwicky, 1937). Il souhaite mesurer la masse dynamique M_{dyn}, qui intervient dans les équations régissant le mouvement des corps, et comparer celle-ci à la masse lumineuse, M_{lum} déduite d'une part, de la mesure de l'énergie produite par les étoiles hébergées par les galaxies hôtes de l'amas, et d'autre part, d'une distribution raisonnable de ces populations stellaires dans ces galaxies. Les mesures de dispersion de vitesse au sein de l'amas de la Coma, établies par Zwicky, indiquent alors une très forte différence entre ces deux estimateurs, la masse dynamique étant environ 400 fois supérieure à la masse lumineuse. A l'époque, les grandes incertitudes sur les mesures, couplées au faible niveau de connaissance sur la distribution du gaz et des poussières dans les galaxies n'ont pas permis de conclure.

Malgré une nouvelle mesure, basée sur les mêmes traceurs, effectuée par Sinclair Smith en 1936 dans l'amas de la Vierge (Smith, 1936) l'hypothèse de cette matière sombre restera inexplorée pendant près de quarante ans. En effet, c'est au cours des années 1970 que l'astronome américaine Vera Rubin (1928 -) fit ré-émerger cette notion aux travers de ces études sur la rotation des galaxies spirales. Ces travaux résumés en cinq articles, de Rubin et al. (1977) à Rubin et al. (1979), démontrent que les vitesses de rotation des étoiles mesurées dans ces galaxies à disques sont incompatibles avec les prédictions issues de la théorie de la gravitation si l'on ne prend en compte que la masse tracée par les étoiles M_{lum}. Les vitesses mesurées étant beaucoup plus élevées qu'attendu, ajouté au fait que la vitesse ne semble pas décroitre avec l'éloignement au centre de la structure, le lien direct entre vitesse et masse dynamique permet à Vera Rubin de postuler l'existence d'un gigantesque halo de matière, non visible, entourant les galaxies. Cette distribution de masse semble aujourd'hui en accord avec de nombreuses mesures effectuées sur les groupes de galaxies (lentillage gravitationnel, Brainerd et al. (1996), McKay et al. (2001), Hoekstra et al. (2004), Mandelbaum et al. (2006a), Mandelbaum et al. (2006b), Leauthaud et al. (2010), Leauthaud et al. (2012)).

– Le troisième constituant de l'Univers, majoritaire en terme de densité d'énergie est, là aussi présent sous une forme sombre. Il s'agit de l'énergie sombre.

Cette composante, intimement liée à la constante cosmologique Λ, figurant dans le système d'équations précédent (Eqs. 2.3), n'est autre que la traduction en terme de contenu énergétique, de l'effet d'expansion observé dans nôtre Univers. Caractérisé par une pression négative, cette énergie noire est le moteur principal de la dilatation continuelle de notre Univers. Le modèle cosmologique standard nous indique qu'à la suite de l'ère radiative, au cœur de laquelle la densité d'énergie était dominée par les photons, après l'ère de la matière, notre Univers est actuellement dominé par cette composante particulière d'énergie dont l'origine exact est encore inconnue. L'entrée dans l'ère de l'énergie noire s'accompagne, au vu des dernières mesures (supernovae, Riess et al. (2007), Kowalski et al. (2008), Conley et al. (2011)), d'une accélération de l'expansion de notre Univers

Modèle et observations, un accord quasi-parfait !

Les hypothèses et les lois du modèle cosmologique standard déduites des équations de la relativité générale et de la physique des particules permettent d'analyser et de décrire statistiquement la distribution de température, mesurée sur la totalité du ciel, par le satellite *Planck* (voir Fig. 2.1). L'un des outil les plus adaptés à cette étude est appelée, spectre de puissance. Ce dernier traduit l'intensité des fluctuations de température (et donc de densité) mesurées en fonction de l'échelle spatiale.

La figure 2.2 présente le spectre de puissance établie par les membres de la collaboration *Planck*. L'ajustement (Fig. 2.2 : courbe verte) du modèle cosmologique standard ($\Lambda - CDM$: Planck Collaboration et al. (2013)), aux points de mesures (en rouge sur la figure 2.2) est d'une qualité exceptionnelle [5]. Celui-ci permet de contraindre un très grand nombre de propriétés comme l'âge de notre Univers, estimé aujourd'hui à 13.813 ± 0.058 milliards d'années, mais de donner également avec une grande précision le détail, en fraction, du contenu énergétique détaillé précédemment. La figure 2.3 décrit cette composition déduite des amplitudes et/ou des écarts d'amplitude entre les pics du spectre de puissance (Fig. 2.2). Elle indique que la grande majorité de l'énergie de notre Univers se présente sous une forme sombre (68.3%), la matière noire occupant 26.8%, il ne reste pas plus de 4.9% du

5. L'ajustement du modèle standard aux échelles angulaires ($> 1^\circ$) conduit à un accord d'une très grande qualité. En revanche, ce meilleur modèle semble systématiquement sous estimer la puissance des fluctuations aux grandes échelles ($> 20^\circ$). Même si cette tendance reste compatible avec la variance cosmique naturellement élevée dans ce domaine angulaire, certain cosmologiste y voit la trace d'une anomalie.

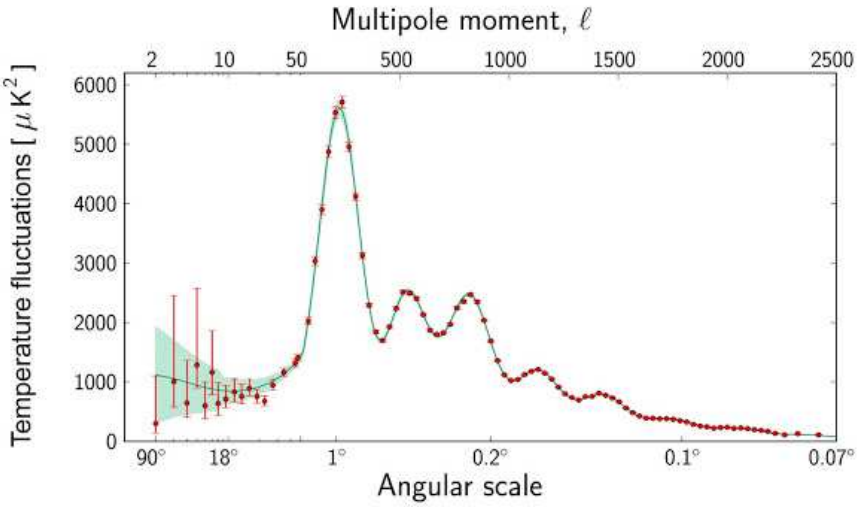


FIGURE 2.2 – Spectre de puissance du fond diffus cosmologique mesuré par le satellite européen *Planck*. Aux points de mesures (rouges) est ajusté le meilleur jeu de paramètres (6 seulement) du modèle standard (courbe verte). L'axe inférieur des abscisses indique l'échelle spatiale en degrés d'angle sur le ciel. L'échelle supérieure des abscisses indique elle, la valeur du multipôle (l). Aux faibles valeurs de multipôle sont associées les grandes échelles spatiales. Ce spectre de puissance indique que les fluctuations de température (donc de densité) les plus marquées on une taille apparente de l'ordre d'un degré d'angle. Pour comparaison, le diamètre apparent de la lune est approximativement de 0.5 degrés d'angle. Cette échelle correspond à la taille caractéristique des fluctuations visibles en Fig. 2.1. [Crédit : Collaboration Planck].

contenu énergétique pour la matière classique. Il est alors intéressant de remarquer que, malgré notre ignorance sur la composition et l'origine exacte de l'énergie noire et de la matière noire, le modèle standard $\Lambda - CDM$, s'accorde, avec une précision déconcertante aux observations, et plus particulièrement aux résultats statistiques extrait du fond diffus cosmologique.

Homogénéité à grande échelle : l'inflation primordiale

La cartographie des fluctuations de température réalisée par le satellite européen *Planck* et présentée en Fig. 2.1 révèle une extrême homogénéité. En effet, les variations de température d'un point à l'autre de cette carte ne dépasse pas quelques μK, et ce même pour des régions très éloignées les unes des autres. Cela signifie que l'ensemble des points visualisés par cette cartographie, qu'ils soient séparés par de courtes ou de larges distances, ont été, par le passé, en relation

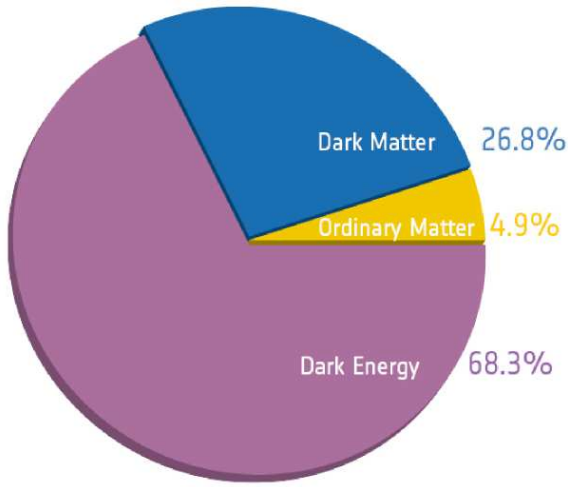


FIGURE 2.3 – Le contenu énergétique actuel de notre Univers tel que mesuré par le satellite européen *Planck*. On constate que la composante d'énergie noire domine largement (68.3%), ne laissant ainsi à la matière, quelle soit sous forme noire ou classique, moins d'un tiers du contenu énergétique (matière noire : 26.8% / matière classique : 4.9%). Ce diagramme nous indique donc que plus de 95% de l'énergie contenu dans notre Univers est sous une forme sombre, de nature inconnue. [Crédit Figure ESA : Collaboration Planck]

causale : de l'information a pu se propager entre ces régions, la température s'est alors équilibrée.

Ces observations posent alors le problème suivant : si l'on se place dans le cas d'un Univers en expansion continue, au rythme constant mesuré aujourd'hui alors, le rayonnement voyageant à vitesse finie, les régions les plus éloignées observées sur la voute céleste n'ont pas, dans ces conditions, pu échanger d'information. Les points les plus distants ne devraient alors donc pas présenter une telle homogénéité.

Ce paradoxe est résolu dans le cadre d'un modèle d'Univers ayant subi une forte phase d'inflation dans ses premiers instants. En effet, un tel processus, a du étendre considérablement la toile cosmique, séparant des régions proches, causalement reliées. A la fin de cette phase de dilatation, des points initialement liés, se sont retrouvés extrêmement distants, présentant des distances supérieures à celles accessibles au rayonnement dans le temps écoulé. L'homogénéité observée est donc le résultat d'une thermalisation réalisée avant cette phase d'inflation.

La phase d'inflation dilatant notre Univers, séparant des régions initialement très proches, impacte également la distribution des fluctuations de température et donc de densité observée. L'ensemble des points observables de notre Univers ayant été causalement reliés dans les temps précédent l'inflation, la distribution des fluctuations de densité ($\delta\rho$) s'apparente aujourd'hui à une distribution gaussienne, traduction de cette extrême homogénéité.

2.2 La matière noire, grandes structures et modèle de formation hiérarchique

La matière noire semble donc jouer un rôle important dans la dynamique des galaxies et plus encore dans les amas. Cette composante sombre dominant le contenu en matière de notre Univers, son impact sur l'évolution des structures doit être important.

2.2.1 L'émergence de l'hétérogénéité

Un Univers en toile d'araignée

La figure 2.4 présente l'un des résultats marquant du programme *2dF*. Cette campagne d'observation a permis de relever la position, sur la voute céleste mais également dans la profondeur du champ (redshift), d'un grand nombre de galaxies. La distribution ainsi construite révèle une structure constituée de regroupements espacés de vides marqués, que l'on nomme, la toile cosmique [6].

Même si l'Univers actuel semble homogène aux très grandes échelles [7] (> gigaparsec) la structuration aux échelles intermédiaires révélée par les programmes *2dF* (Colless, 1999; Colless et al., 2001) ou *SDSS* (York et al., 2000) démontre une certaine hétérogénéité. La question des processus de transitions permettant à un Univers d'une extrême homogénéité ($\delta\rho/\rho \simeq 10^{-5}$, mesurée dans le fond diffus cosmologique : Smoot et al. (1991)) de présenter aujourd'hui cette structure filamentaire hétérogène (Bond et al., 1996) se pose alors.

La matière noire, un temps d'avance !

C'est précisément dans cette transition structurelle qu'intervient, à part entière, la matière noire. Il suffit de considérer les faibles, voir inexistantes interactions, entre cette matière et le rayonnement pour comprendre que la matière noire est un catalyseur à la formation de ces grandes structures filamentaires observées aujourd'hui (voir Fig. 2.4). En effet, cette absence de couplage avec le rayonnement permet, dès les premiers instants, à la matière noire de se structurer sous l'effet de la gravitation. Aux mêmes moments, l'emprise de ces interactions rayonnement-matière sur la matière baryonique limite très fortement sa structuration. Le temps s'écoulant, la densité et la température moyenne de l'Univers diminuant, l'instant

6. Traduction de l'anglais *cosmic web*.
7. Ce qui conforte l'hypothèse d'homogénéité du principe cosmologique

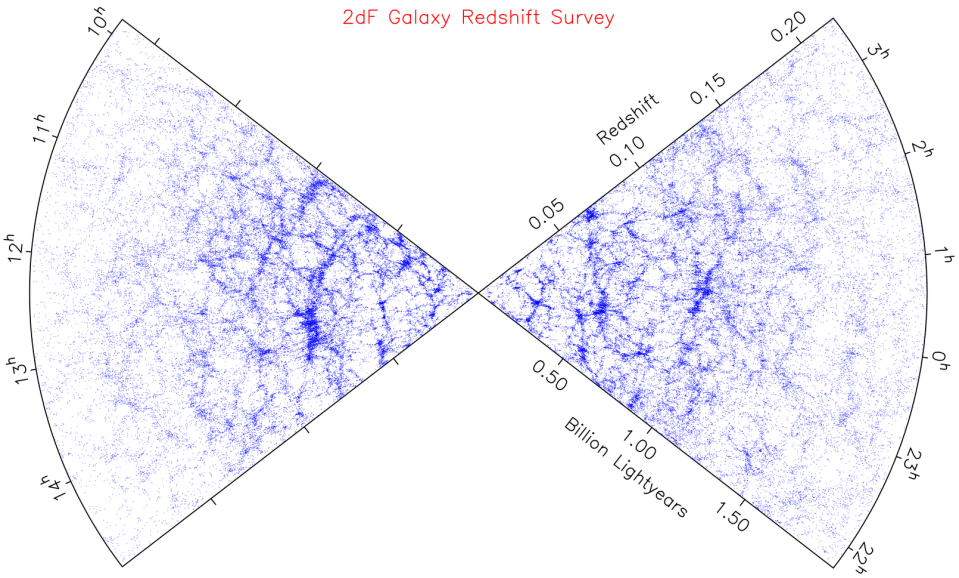


FIGURE 2.4 – La distribution des galaxies vu par le programme *2dF* (Colless, 1999; Colless et al., 2001). Le relevé de position de ces milliers de galaxies sur le champ du ciel mais surtout dans la profondeur du champs (redshift) à mis en évidence une répartition des objets alternant des concentrations et des vides. Par analogie, cette structuration à grande échelle est nommé la toile cosmique.

du découplage matière-rayonnement marque une transition importante. A cette époque, la matière est *libre* elle s'engouffre alors dans les puits de potentiels formés par les sur-densités de matière déjà structurées. Le champ de densité de la matière classique est alors sous la contrainte d'un potentiel gravitationnel généré par la matière dominante, la matière noire. L'existence de cette contrainte va accélérer la structuration de la matière baryonique qui va alors suivre celle de la matière noire. Sans cette empreinte gravitationnelle, il semblerait que la matière classique n'aurait pas pu atteindre de tels niveaux de structuration dans le laps de temps séparant notre époque ($z = 0$) de celle du découplage matière-rayonnement ($z \simeq 1100$, 380 000 ans après le Big Bang).

2.2.2 Les grandes structures révélées par l'ordinateur

Simuler l'Univers noir

L'analyse détaillée de ces processus de structuration gravitationnelle, affectant la matière noire, fut permise par l'essor, dans le courant des années 2000, des

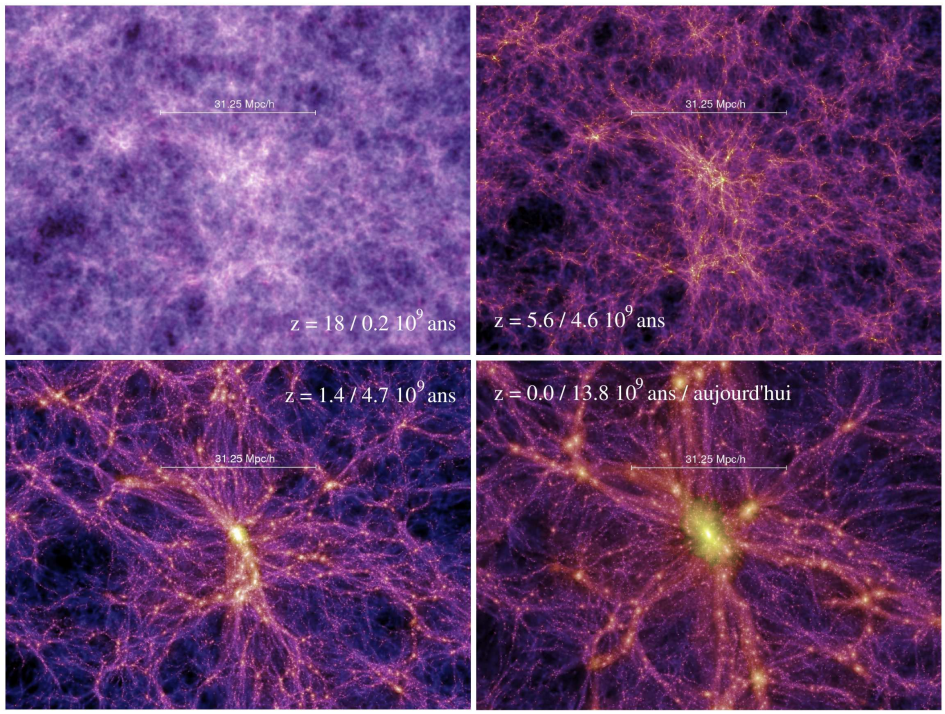


FIGURE 2.5 – La structuration de la matière noire au cours du temps. [Credit Figure consortium Virgo, Springel et al. (2005)]

simulations numériques lourdes (e.g. Springel et al., 2005). Ces programmes informatiques, tirant parti de la mise en réseau de puissance de calcul importante ont permis de développer des simulations, de type N-corps, aux seins desquelles évoluent, dans des volumes *cosmologiques* ($L_{box} > 100$ Mpc) une quantité toujours plus grande ($N_p = 2160^3$, pour Millenium) de particules massives. Au cœur de ces volumes d'Univers simulés, apparait alors progressivement une structure filamentaire (voir Fig. 2.5).

Une structuration progressive apparaît

Les quatre cadrans de la figure 2.5 présentent, à des époques différentes, une même région, restreinte issue d'un volume simulé. Le cadran supérieur gauche expose la structuration de la matière à une époque extrêmement reculée ($z \simeq 18$) soit 200 millions d'années seulement après le Big Bang. A cet instant, en lieu et place des infimes fluctuations imprimées dès la recombinaison, les contrastes de densité com-

mencent à ce creuser, même si l'Univers semble encore d'une grande homogénéité. Plus tard dans l'évolution des structures, aux alentours de $z \simeq 6$ (cadran supérieur droit), l'hétérogénéité apparait à présent bien marquée. Les premières sur-densités sont bien visibles et les *vides* s'accentuent. Encore plus tard, lorsque l'Univers a un peu moins de la moitié de son âge actuel ($z \simeq 1.4$, cadran inférieur gauche) la course à la structuration est définitivement lancée. La matière noire se concentre, marquant d'avantage les contrastes de densité, ces régions denses, baptisées halos, sont de plus en plus nombreuses. Les vides qui se forment alors aux détriment de ces halos denses se *creusent*. C'est dans ces instants que les premiers filaments de matière noire, véritables ponts entre les halos, se forment. Dès lors il n'auront de cesse de s'accroître, accumulant la matière. Le dernier cadran, inférieur droit, expose la situation actuelle. Les plus gros halos de matière noire sont parfaitement identifiables aux intersections des filaments. Ces derniers abritent également, sur l'ensemble de leurs étendus des halos plus petits et moins denses. Ceux-ci vont poursuivres leur croissances et suivre l'orientation du filament qui, à l'image d'un *toboggan* va guider cette sur-densité de matière au cœur des structures les plus massives. Cette formation progressive des structures de matière noire, évoluant par le regroupement, la fusion, de halos génère des sur-densités de plus en plus prononcées.

2.2.3 Le modèle de formation hiérarchique des galaxies

La matière noire structure donc progressivement le champs de densité et façonne ainsi le champ gravitationnel. Comme abordé précédemment, la structuration gravitationnelle de la matière classique est fortement ralentie du fait des incessantes interactions rayonnement-matière. A l'instant du découplage, les baryons sont donc plongés dans au sein d'une organisation à grande échelle déjà initiée. Sous la contrainte des puits de potentiel environnants, la matière classique s'effondre progressivement au centre des structures de matière noire. Ces halos deviennent alors les hôtes de la formation des galaxies. C'est en effet en leurs centres que la matière baryonique, se condense, perdant une partie de son énergie par rayonnement. L'effondrement de ce gaz cosmologique, par conservation du moment angulaire, s'accompagne de la formation de structure en disque, plus ou moins épais et plus ou moins perturbé, par les effets de la dynamique de l'accrétion, généralement intense à ces époques reculées (Toomre, 1963, 1964; Peebles, 1969; Blumenthal et al., 1986; Mo et al., 1998; Elmegreen & Elmegreen, 2005; Dekel et al., 2009b).

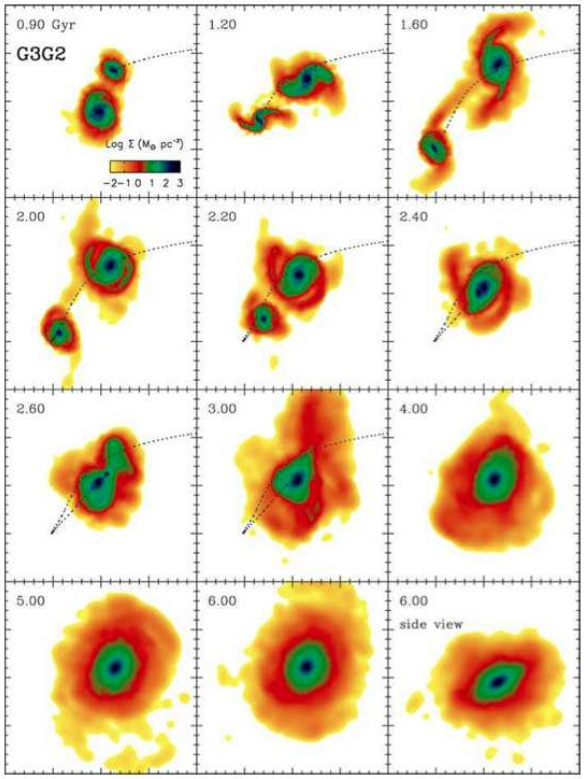


FIGURE 2.6 – La séquence de fusion de deux galaxies à disque. Les deux protagonistes sont clairement identifiables séparément sur la première vignette. Au cours des étapes suivantes, les deux galaxies, après avoir effectuées un passage rapproché, fusionnent. Les effets gravitationnels, perturbant profondément la dynamique interne des deux structures sont parfaitement visible avant la phase de coalescence, en particulier les bras de marée et le pont de matière unissant les deux galaxies. Le resultat de la fusion s'apparente à une galaxie elliptique dont la dispersion de vitesse s'est, sous l'effet de la fusion, fortement accrue vis-à-vis des deux progéniteurs. [Figure extraite de Cox et al. (2008)]

Sous l'effet des forces de gravitation et englobé dans la structuration à grande échelle formée par la matière noire, des halos de tailles différentes abritant en leurs centres, pour la majeur partie des galaxies, fusionnent au sein de complexes devenus plus massifs. Ces regroupements de sur-densités de matière noire, parfaitement identifiables sur les deux vignettes basses de la figure 2.5, ne sont pas sans rappeler la distribution des amas de galaxies (voir Fig. 1.26). On peut alors sans trop de difficulté appréhender le scénario communément admis aujourd'hui, celui du modèle hiérarchique de formation de galaxies :

- La matière noire, en l'absence de couplage avec le rayonnement, se structure sous l'effet de la gravitation.
- A partir de l'instant du découplage, la matière classique contraint par le champs de gravité imprimé par sa consœur la matière noire débute son processus d'effondrement rythmé par sa perte progressive d'énergie (radiation). A partir de ce gaz refroidi, aux alentours de $z \simeq [12 - 10]$, se forme les

premières générations de galaxies. Ces dernières, pour des raisons liées à la conservation du moment angulaire présentent une distribution de matière suivant une forme de disque de gaz au sein duquel vont s'allumer les premières étoiles.

- La croissance et l'évolution de ces galaxies à disque peut alors s'effectuer selon deux modes :
  - Un apport extérieur en gaz, drainé par la matière noire alimente continuellement la galaxie. Cette accrétion diffuse plus ou moins intense peut être à l'origine de séquences de formation stellaire, là aussi, plus ou moins prononcées.
  - Les galaxies ainsi formées aux centres des halos de matière noire peuvent alors être amenées, sous l'influence gravitationnelle des structures à grandes échelles, se rapprocher voire même, comme cela semble être le cas pour les halo de matière noire, fusionner. Ces phénomènes de fusions entre galaxies, irrémédiables résultats de la coalescence de halos, perturbent très fortement, tout au long de leurs déroulements, la dynamique et l'activité de formation stellaire des galaxies, hôtes des halos. La variété des paramètres intervenant lors d'une fusion, le sens de rotation des disques, l'angle d'impact, les masses des progéniteurs (matière noire et baryonique), dispersion de vitesse, peut expliquer la zoologie des structures perturbées observées. La figure 2.6 regroupe, sous forme d'imagettes, différentes étapes d'une fusion de galaxies, simulée numériquement. Le temps écoulé entre deux prises de vues est indiqué en haut à gauche de chaque représentation (en Milliard d'années). Le premier cadran (haut gauche) présente deux galaxies à disque identifiables individuellement. La ligne pointillée, présente sur quelques unes des vignettes, indique la trajectoire de la galaxie satellite, la moins massive des deux. Dès la seconde étape représentée ($t = 1.20\,Gyr$), les effets de marée gravitationnel sont clairement visibles. Après un premier passage aux travers (ou très proche) de la galaxie la plus massive, la plus petite structure rebrousse chemin. Les deux galaxies fusionnent un peu plus tard. Alors que la dynamique des deux disques initiaux abritaient une rotation régulière et structurée avec en moyenne une dispersion de vitesse relativement faible ($\sigma_v \simeq 50 - 100$ km/s), la galaxie rémanente, présente une dynamique globale beaucoup moins marquée avec une dispersion de vitesse généralement beaucoup plus élevée que celle des progéniteurs ($\sigma_v \geq 200\ km/s$). La morphologie de cette galaxie, résultat de fusion s'ap-

parente fortement aux galaxies elliptiques explicitées dans le chapitre 1. Il faut ajouter que les effets gravitationnels engendrés par le ou les passages rapprochés successifs entre les protagonistes de la fusion, puis la phase de coalescence, génère dans la majorité des cas des flambés de formation stellaire. Ces brusques augmentations du taux de formation stellaire s'accompagne d'une surconsommation du gaz présent dans les galaxies. La quantité de gaz restant suite à la fusion est alors très souvent insuffisant pour la création de nouvelle génération d'étoile. Les populations stellaires présentes vieillissent, la galaxie s'éteint progressivement.

2.3 Représenter et quantifier la structuration des halos de matière noire, hôtes de la formation des galaxies.

Comme nous venons de le voir, la matière noire froide (*CDM*) structure le champ de densité initiant le processus de formation des galaxies au coeur des halos. La modélisation de la formation et de l'évolution des galaxies commence donc par la description quantitative de l'organisation de la matière noire.

Comme l'indiquaient déjà les modèles de Bardeen et al. (1986) les simulations numériques (voir Fig. 2.5) ont confirmé que l'évolution du champ de densité voit l'émergence progressive de sur-densités. Ces halos de matière noire, initialement de petites tailles, regroupant peu de masse, croissent progressivement suivant deux modes : i) une accrétion *diffuse* et continue de masse ii) des phases de coalescence entre structures pré-existantes, ce sont les fusions de halos.

Cette structuration est alors qualifiée de *bottom-up* dans le sens où la progression s'effectue via la formation initiale de petits halos qui, accumulant de la masse et fusionnant, donnent naissance à des halos de plus en plus gros. Cette croissance progressive est généralement comparé à un arbre. Chaque petite branche de cet arbre représente la croissance en masse d'un halo. L'intersection de deux branches marque, elle, une fusion. La figure 2.7 est une parfaite illustration de ce type de représentation qualifiée *d'arbre de fusion*.

Les modèles dit semi-analytiques s'appuient ensuite sur cette architecture de la matière noire pour contraindre les mécanismes, liée à la physique des baryons qui interviennent dans la formation et l'évolution des galaxies.

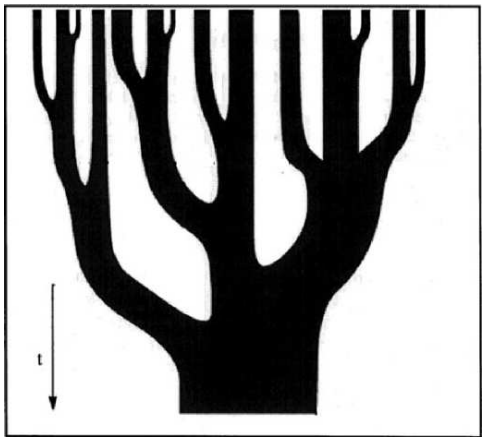


FIGURE 2.7 – Schéma d'un arbre de fusion. Le temps évoluant du haut vers le bas, l'épaisseur progressivement croissante des branches symbolise la croissance en masse des structures. Les intersections de branches, représentent elles, les fusions entre halos de matière noire. Dans ce schéma, les fusions sont binaires même si, dans la réalité algorithmique, de telles rencontres peuvent associer un plus grand nombre de structures (progéniteurs). Le paradigme *bottom-up* est clairement visible, la collection de structures de faible masse formée initialement, donne naissance, par des processus de coalescence progressifs à des halos de plus en plus massifs. [Crédit Figure Lacey & Cole (1993)]

Les arbres de fusion peuvent être produit selon deux méthodes distinctes. La première, entièrement analytique s'appuie initialement sur les travaux de Press & Schechter (1974). Cette première approche est présenté dans la prochaine section (2.3.1). La seconde méthode utilise des simulations de type N-corps traitant de l'évolution de la matière noire (voir Fig. 2.5). Dans ce cas, et comme il sera présenté dans la section 2.3.2, la localisation, la caractérisation et le suivi dans le temps des groupes stables de particules permet d'extraire de la simulation les arbres de fusion.

2.3.1 Le formalisme de Press-Schechter

Historiquement, la description de la structuration de la matière noire est modélisée suivant une approche théorique extraite de l'analyse statistique du champ de fluctuation de densité primordiale. Les premiers travaux ont été menés par Press & Schechter (1974). Le formalisme développé dans ces travaux sera ensuite étendu par Bond et al. (1991); Bower (1991) puis utilisé par exemple, dans les études de et Lacey & Cole (1993, 1994) et/ou Somerville & Kolatt (1999) pour décrire la construction d'arbre de fusion.

Description du champ de densité

Comme mentionné précédemment, le champ densité $\rho(\vec{x}, t)$ présente, en raison de la forte phase d'inflation, une forte homogénéité. La distribution de ces fluctuations :

$$\delta_\rho(\vec{x}, t) = \frac{\rho(\vec{x}, t)}{\overline{\rho}} - 1$$

où $\overline{\rho}$ est la densité moyenne, semble suivre une distribution gaussienne :

$$f(\delta_\rho(\vec{x},t)) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(\delta_\rho(\vec{x},t))} exp\left[-\frac{\delta_\rho(\vec{x},t)^2}{2\sigma(\delta_\rho(\vec{x},t))^2}\right]$$

de moyenne nulle et d'écart type $\sigma(\delta_\rho(\vec{x},t))$. Cela signifie que l'amplitude de ce champ de fluctuation peut-être vue comme la réalisation d'une variable aléatoire suivant une telle répartition et qui peut donc, par définition, être entièrement décrit par la seule donnée de son spectre de puissance :

$$P(k,t) = \left|\tilde{\delta}_\rho(\vec{k},t)\right|^2 \quad \text{avec} \quad \tilde{\delta}_\rho(\vec{k},t) = \int \delta_\rho(\vec{x},t) exp\left(-i\vec{k}\cdot\vec{x}\right) d^3\vec{x}$$

Le calcul de ce spectre de puissance, $P(k,t)$, fait intervenir une fonction qui occupe une place centrale dans le formalisme de Press & Schechter (1974), il s'agit de la transformée de Fourrier du contraste de densité : $\tilde{\delta}_\rho(\vec{k},t)$. Le spectre de puissance, par l'intermédiaire de la fonction $\tilde{\delta}_\rho(\vec{k},t)$ décrit donc statistiquement le champ densité de matière au sein duquel vont se former les halos. Ce spectre de puissance s'exprime généralement sous la forme $P(k,t) = ak^n$.

Les halos sont définis comme des concentration de matière qui se forment, effets de gravitation oblige, en lieu et place des maxima du champ de contraste de densité.

Croissance linéaire et effondrement

Dans les tous premiers instants, les fluctuations du champs de densité sont faibles, $\delta_\rho(\vec{x}, t << t_0) << 1$ et croissent initialement selon le facteur de croissance $D(t)$ ou $D(z)$. Ce mode de croissance linéaire s'arrête lorsque le contraste de densité approche de l'unité, $\delta_\rho(\vec{x},t) \simeq 1$. A cet instant les effets non-linéaires deviennent importants et la région de l'espace concernée finit par s'effondrer pour former une structure gravitationnellement liée et relaxée : un halo de matière noire se forme. La théorie linéaire n'est donc valable que pour des contrastes de densité inférieurs à cette valeur limite :

$$\omega(z) = \delta_{\rho,c}(z) = \frac{1.686}{D(z)} \tag{2.8}$$

Pour identifier et suivre les régions qui, dépassant le seuil de contraste de densité critique $\delta_{\rho,c}(t)$, s'effondrent, l'approche classique consiste à appliquer un filtre spatial (convolution : Eq. 2.9) sur le champ de densité. Le filtre définit une zone de taille R, subissant l'effondrement et donnant ainsi naissance à un halo de matière noire de masse M. Deux filtres sont traditionnellement utilisés. On se place dans le

cadre définit dans les travaux de Bond et al. (1991) et Lacey & Cole (1993, 1994) pour définir les filtres :

– *Top Hat filter* :

$$W_M(r) = \frac{3}{4\pi R^3} \begin{cases} 1, & \text{if } r < R \\ 0, & \text{sinon} \end{cases}$$

Pour lequel la masse contenu dans le volume filtré est donnée par :

$$M = \frac{4}{3}\pi\overline{\rho}R^3$$

– *Gaussian filter* :

$$W_M(r) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}R^3} exp\left(-\frac{r^2}{2R^2}\right)$$

Dans ce cas la masse contenue dans la structure de taille R est donnée par

$$M = (2\pi)^{3/2}\overline{\rho}R^3$$

Une grandeur clée : la variance $S(M)$

Au sein du formalisme de Press & Schechter (1974) mais également dans sa version étendue (Bond et al., 1991; Bower, 1991), les structures de matière noire sont caractérisées par une grandeur bien particulière, leur variance :

$$S(M) = \sigma^2(M) = \frac{1}{2\pi^2}\int P(k,t)|\tilde{W}_M(k)|^2 k^2 dk \tag{2.9}$$

Cette définition fait appel à la transformée de Fourrier des filtres précédemment définit :

– *Top Hat filter* :

$$\tilde{W}_M(k) = \frac{3}{(kR)^3}\left(sin(kR) - kRcos(kR)\right)$$

– *Gaussian filter* :

$$\tilde{W}_M(k) = exp\left(-\frac{(kR)^2}{2}\right)$$

Probabilités conditionnelles

Dans le cadre du formalisme étendu proposé par Bond et al. (1991) et Bower (1991) les structures de matière noire sont caractérisées par deux grandeurs : le seuil critique du contraste de densité $w(z)$ (Eq. 2.8), qui renseigne sur l'époque de formation de la structure, et la variance $S(M)$ (Eq. 2.9) reliée à la masse [8] de la structure.

Même si, la structuration de la matière s'inscrit dans un processus s'initiant aux petites masses et progressant vers les hautes masses, la méthodologie proposée par (Bond et al., 1991; Bower, 1991) renverse la mécanique. En effet la construction des arbres de fusion est inversée, elle s'appuie sur la détermination de l'histoire passée d'un halo de variance $S_0(M_0)$ (de masse M_0) donnée évoluant à une époque caractérisée par un seuil en contraste de densité $\omega_0(z_0)$. Pour distribuer la masse de ce halo entre ces progéniteurs et constituer ainsi son histoire, la méthode est construite autour d'une distribution conditionnelle. Celle-ci donne la probabilité (Lacey & Cole, 1993, 1994) qu'un halo de variance $S_1(M_1)$ à une époque caractérisée par un seuil en contraste de densité $\omega_1(z_1)$ soit incorporé par la suite dans un halo de variance $S_0(M_0 > M_1)$ donnée à une époque plus tardive identifiée par $\omega_0(z_0 < z_1)$ et également connue :

$$f(S_1, \omega_1 | S_0, \omega_0) dS_1 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\omega_1 - \omega_0}{(S_1 - S_0)^{3/2}} exp\left(-\frac{(\omega_1 - \omega_0)^2}{2(S_1 - S_0)^2}\right) dS_1$$

Cette probabilité conditionnelle n'est pas utilisée telle quelle, on lui préférera la formulation suivante (Lacey & Cole, 1993, 1994) :

$$f(\Delta S | \Delta\omega) d\Delta S = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\Delta\omega}{\Delta S^{3/2}} exp\left(-\frac{\Delta\omega^2}{2\Delta S^2}\right) d\Delta S \tag{2.10}$$

donnant la probabilité que la variance $S(M)$ d'un halo s'accroissent de ΔS connaissant la durée d'évolution : $\Delta\omega = w(z + dz) - w(z)$. Dans le modèle hiérarchique les masses des structures vont décroissantes avec l'augmentation du redshift. Les expressions du spectre de puissance $P(k, z)$ déduit du modèle cosmologique standard (e.g. Eisenstein & Hut, 1998) ajouté à la définition de la variance $S(M, z)$ (Eq. 2.9) conduisent à une relation décroissante entre la masse M et la variance $S(M)$ du contraste de densité associée. Le passage de variables $M \rightarrow S$ conduit donc, en

8. La masse M d'un halo, caractérisé par sa variance $S(M)$, peut être calculée à partir de l'équation 2.9 par l'application d'un algorithme de type itératif et ce, pour tout modèle de spectre de puissance de matière noire donné.

opposition à la décroissance de M à une augmentation de S avec le redshift (z). Ce qui implique naturellement $\Delta S > 0$ [9].

Construction pas à pas d'un arbre de fusion

Ces probabilités étant ainsi établies, en se donnant un halo de variance $S_0(M_0)$ il est alors possible, via un certain nombre de tirages aléatoires respectant la probabilité conditionnelle (Eq. 2.10), de fractionner la masse M_0 en masses plus petites ($M_i < M_0$) et dont la somme est égale à celle du descendant ($M_0 = \Sigma_i M_i$).

Chaque masse ainsi tirée est alors attribuée soit à un halo descendant, soit à une masse diffuse accrétée. La séparation entre ces deux modes de croissance est alors définie par l'instauration d'une masse critique M_{lim} [10] (e.g. Somerville & Kolatt, 1999). Si la masse déduite du tirage probabiliste est inférieure à ce seuil ($M_i < M_{lim}$) alors celle-ci est considérée comme accrétion diffuse. A l'inverse, si $M_i > M_{lim}$ alors cette masse est associée à un progéniteur du halo dont on construit l'histoire.

Pour chaque halo, on distribue la masse aux travers de progéniteurs auxquels est ajoutée une accrétion diffuse. L'arbre de fusion est progressivement construit en remontant le temps, l'histoire de chaque progéniteur de halo étant à son tour détaillée. La récurrence est stoppée lorsque toutes les structures sont issue d'une accrétion diffuse ne présentant donc plus de progéniteur.

La construction progressive d'arbre de fusion, dans ce formalisme analytique de Press-Schechter étendu repose sur l'hypothèse forte que la distribution des progéniteurs d'une structure ne dépend que de deux paramètres : sa masse et son époque. Cette hypothèse appelée règle de Markov justifie les seules dépendances en variance $S(M)$ et en époque ($w(z)$, contraste de densité critique) de l'équation 2.10. Par construction, ce formalisme ne prend donc pas en compte, dans ces variantes les plus simples les phénomènes d'environnement [11]. Nous y reviendrons un peu plus loin.

Je donne en Annexe A la description d'un algorithme, développé durant ma première année de thèse, réalisant ce type de distribution. Fortement inspiré des

9. L'importance attaché au fait que cette grandeur soit positive est a rechercher dans l'expression d'un changement de variable, utilisé dans les algorithmes de construction d'arbre de fusion analytique (Annexe A).

10. Dans la volonté de reproduire les effets de résolution des simulations N-corps les masses limites de résolution sont fixées à des valeurs $M_{lim} \in [10^8, 10^{10}]\ M_\odot$.

11. En effet, il semble que l'intensité du processus d'accrétion diffuse ne soit pas indépendant de l'environnement. Les zones les plus denses présentent en effet une augmentation significative des taux d'accrétion de matière.

travaux de Somerville & Kolatt (1999) cet outil analytique construisant pas à pas l'histoire des halos pourra être ajouté au modèle standard décrit dans cette thèse afin d'explorer l'histoire et les propriétés des structures les plus petites.

2.3.2 L'analyse des simulations N-corps

La seconde méthode, majoritairement utilisée aujourd'hui pour construire les arbres de fusion, s'appuie sur l'analyse de simulations numériques de type N-corps.

Des particules dans une boite !

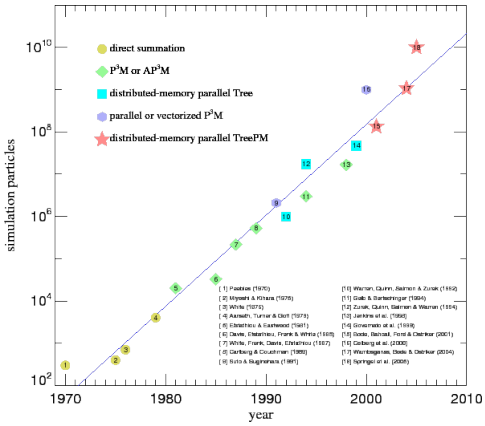


FIGURE 2.8 – Evolution du nombre de particules utilisée dans les simulation N-corps depuis les années 70. Alors que les premières simulations n'utilisaient que quelques centaines de particules, les modélisations actuelles en regroupent plusieurs milliards $N_p \simeq 10^{10}$. Cette augmentation s'est faite en partie grâce au développement d'algorithmes optimisés (Barnes & Hut, 1986) mais également par l'émergence de machines de calcul dédiées et fortement paralellisées.

La puissance toujours plus élevée des centres de calcul intensif permet de réaliser des simulations modélisant la structuration de la matière noire dans des volumes de taille cosmologique ($L_{box} \geq 200\ Mpc$). La matière noire y est décrite par un grand nombre de particules ($N_p \geq 1024^3$). Chacune d'entre elle représente une masse de matière noire. Cette masse élémentaire est directement reliée au nombre de particules utilisées au volume cosmologique simulé (L^3_{box}), ainsi qu'à la densité critique de notre Univers (dépendante des paramètres cosmologiques) :

$$m_{cdm} = \rho_c \frac{L^3_{box}}{N_p} \quad \text{avec} \quad \rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \tag{2.11}$$

Les valeurs standards de cette masse de résolution sont généralement inscrites dans l'intervalle $10^8 - 10^{10}\ M_\odot$.

Dans ces simulations, la seule interaction agissant au sein du volume comobile n'est autre que la force de gravitation. Cette dernière structure donc le champ

de densité modélisé par les particules. Initialement, l'ensemble des particules est disposé afin de reproduire les contrastes de densité mesurés aux travers des observations du fond diffus cosmologique. Bien entendu, le champ de densité initial simulé n'est pas strictement identique à celui qui régnait au tout début de notre Univers mais ces propriétés statistiques, telles celles traduites par le spectre de puissance des fluctuations, sont similaires. Ainsi, les objets (halos) évoluant dans la simulation auront également des propriétés statistiques (masse, taille, organisation spatiale) identiques à ceux évoluant dans notre Univers.

Effets de résolution

Même si ce type de simulation s'effectue sur des volumes importants, ils n'en restent pas moins finis. Les fluctuations de densité à très grande échelle sont donc tronquées. De plus, la résolution en masse des simulations étant également finie, M_{lim}, les plus petites variations sont, elles aussi, absentes. L'évolution de la matière sur les très grandes, mais également sur les très petites échelles ne sont donc pas correctement reproduites dans ces simulations. Il est important d'en tenir compte lors des analyses.

Identification et histoire des halos

Même si la structuration de la matière noire semble évidente lorsque l'on regarde une succession d'instantanés du champ de densité décrit par une simulation numérique (voir Fig. 2.5), l'identification et le suivi historique des structures formées (halo) est complexe. L'émergence des structures, issues des sur-densités, est un processus continue. Chaque instantané, réalisé à un pas de temps donné d'une simulation numérique ne donne, par définition, qu'une représentation figée, statique des effets produits par des mécanismes gravitationnels qui s'inscrivent eux dans la durée. Toute la difficulté de la méthodologie consiste donc à identifier, dans une suite régulière d'instantanés [12] extraits de la simulation, les sur-densités de matière et, ce qui est peut-être encore plus complexe, de suivre leurs évolutions aux différents instants. Pour ce faire, il est indispensable de construire des liens de parenté entre les structures identifiées dans des instantanés successifs. Ces lien de parentés, reliant deux âges d'une même structure, formeront les branches de l'arbre de fusion.

12. Les représentations du champ de densité simulé, sont construites à l'aide de différentes sauvegardes de l'ensemble des positions et vitesses des particules. Ces états des lieux sont réalisés à des instants donnés espacés régulièrement tout au long de la durée de la simulation.

Dans un premier temps, il faut se donner une définition du halo de matière noire, définition qui soit applicable à ce type particulier de représentation utilisant des particules pour décrire le champ de densité. En effet, la définition première d'un halo de matière noire, issue des modèles analytiques, stipule que cette structure doit être gravitationellement liée, viriélisée et relaxée. Dans une simulation, les particules étant sans cesse soumises aux interactions de leurs consœurs (effets de marée, fusions), l'hypothèse de relaxation est, en générale, non respectée et doit, par conséquent, être écartée de la nouvelle définition dédiée aux simulations N-corps. Il n'en reste pas moins qu'un halo de matière noire doit être identifiée comme un groupe de particules, respectant au mieux le théorème du viriel, reliant les énergies cinétique et potentielle :

$$2E_k + E_p = 0 \qquad \rightarrow \qquad \sum_i m_i \left(\frac{dr_i}{dt}\right)^2 = \sum_{i,j>i} G\frac{m_i m_j}{|r_i - r_j|} \tag{2.12}$$

La première étape consiste donc à identifier, localiser les sur-densités de particules dans le volume simulé. L'une des premières méthodes historiquement utilisée s'articule autour d'un algorithme dit de percolation et baptisé `FOF`-(Huchra & Geller, 1982; Davis et al., 1985) [13]. Son principe est relativement simple, il se base sur une distance d_{fof} que l'on pourrait qualifiée de paramètre de voisinage. Cette dernière définie en étroite relation (a_{fof}) avec la distance inter-particulaire moyenne ($L_{box}/N_p^{1/3}$) de la simulation :

$$d_{fof} = a_{fof}\frac{L_{box}}{N_p^{1/3}} \tag{2.13}$$

est utilisée pour constituer un groupe de particules. La règle consiste à ajouter progressivement toutes les particules situées à une distance inférieure au seuil d_{fof} de toute autre particule déjà membre de ce groupe. Le protocole s'initie bien évidemment par un groupe constitué d'une seule particule non encore attribuée, il se poursuit en appliquant la règle de distance en se référençant sur chaque nouvelle particule ajoutée et ce, jusqu'à ce que plus aucune particule ne satisfasse le critère d'entrée. L'algorithme s'arrête lorsque toutes les particules de la simulation sont affiliées à un groupe d'au moins une particule. Le critère de distance ($< d_{fof}$) est donc au cœur de la méthode.

13. Acronyme issu de l'anglais : *friend-of-friend*. Il peut se traduire littéralement comme amis d'amis. Il représente parfaitement la construction progressive de la structure par accumulation de particules proches voisines d'une particule membre du groupe.

Une valeur trop faible débouche sur l'identification des régions les plus extrêmes qui s'avèrent, le plus souvent, n'être en faite qu'une fluctuation interne d'une structure plus importante (on parle alors de sous-structure). A l'inverse, un critère d'appartenance basé sur une distance trop élevée conduit à l'identification de structures dont le contraste de densité est trop faible vis-à-vis de la densité moyenne de l'Univers. Ces groupes à faible contraste regroupent en fait plusieurs structures reliées entre elles par des ponts. Ces halos *cacahuètes* ne peuvent pas être validés. En effet, bien qu'ils ne formeront probablement qu'une seule et même structure dans un futur plus ou moins proche, il doivent être identifiés le plus tôt possible en tant que structures différentes. La raison de cette distinction est en réalité liée au futur contenu baryonique qui sera assigné à chacun des halos de matière noire. Dans ce type de situation, même si la structure de matière noire présente des liens ténus, les processus baryoniques doivent être traités, au maximum, en lien avec des halos individualisés.

Le critère de distance d_{fof} est généralement défini comme égal à un vingtième de la distance inter-particulaire moyenne ($a_{fof} = 0.2$). Cette valeur est déduite d'expériences numériques (Cole & Lacey, 1996) menées sur des simulations. Elle conduit généralement à l'identification de structures sphériques proches du critère du Viriel et dont la densité moyenne est de l'ordre de 200 fois celle de la boîte d'Univers simulée.

A un instant donné, une fois que l'ensemble des particules présentes dans le volume ont été attribuées à un groupe, l'ensemble ainsi constitué ne contient que peu, voire même, qu'une seule particule. Cette situation amène à définir un seuil minimal acceptable, en nombre de particules, pour considérer la formation d'un halo. Ce seuil permet de rejeter les regroupements dus au hasard. En effet, l'information utilisée dans l'algorithme *fof* ne concerne que les positions des particules. Il est donc indispensable de tester le critère de stabilité (dans le temps) du groupe de particules. Les expériences numériques de Kauffmann et al. (1999) tendent à indiquer que les groupes d'une dizaine de particules sont stables dans le temps. Dans l'ensemble des travaux présentés dans cette thèse, l'extraction des structures de matière noire s'effectue avec un nombre minimum de 20 particules, assurant ainsi une plus grande robustesse mais limitant d'autant plus le nombre de halos de faible masse.

Les algorithmes de détection, utilisant la méthode par agglomération des proches voisins, souffrent de la seule utilisation des données de positions. Aujourd'hui, les capacités de calcul permettent de compléter et d'optimiser la détection des struc-

tures en ajoutant, en plus des positions, des contraintes liées à la dynamiques (vitesses des particules). On peut citer dans ce sens les récents travaux de Behroozi et al. (2013) présentant l'algorithme `ROCKSTAR`.

Dans les différentes variantes des algorithmes de détection des structures, on peut citer également le code `AdaptaHOP` (Aubert et al., 2004). L'avantage de cet algorithme réside dans la détection cohérente des sous-structures, ces sur-densités de matière présentes au sein même d'un halo préalablement identifié. La technique standard `FOF` serait à même d'identifier ces sous-structures en appliquant successivement un critère de distance d_{fof} de plus en plus faible (Klypin et al., 2001). Mais rien ne garantit qu'une même valeur de ce critère, appliqué dans deux groupes différents, aboutisse à des sous-structures présentant un même contraste de densité. Il se pose alors le problème de la stratification homogène de ces sous-structures pour l'ensemble des halos localisés dans la simulation. La technique utilisée par le code `AdaptaHOP` (Aubert et al., 2004) conserve le regroupement progressif par accumulation de particules proches ($< d_{fof}$), mais associe à chacune des particules un profil de densité. L'application de ce profil à l'ensemble des particules d'un groupe permet de construire un champ de densité continu. A partir de celui-ci, par la donnée d'un premier seuil en densité, correspondant au critère $a_{fof} = 0.2$, il est possible d'extraire de ce champ continu le groupe de particules qui constituera le halo principal. Au sein de celui-ci, le champ de densité présente des fluctuations, des maxima. Par l'application de seuils de densité de plus en plus élevés, des groupes internes de particules peuvent être identifiés. Ces groupes sont alors, par définition, des sous-structures du halo principal. Nous reviendrons sur l'intérêt de la détection des sous-structures un peu plus tard, lorsque nous aborderons les liens de parenté et le suivi temporel des halos.

Une fois les groupes de particules, constituant les halos ou les sous-halos identifiés, il devient alors relativement simple de mesurer quelques propriétés simples comme la masse ou les dimensions de ces structures. En effet, la masse M_{fof} de la structure n'est rien d'autre que la somme des masses élémentaires m_{cdm} des particules localisé dans le groupe :

$$M_{fof} = \sum_{i \in \mathcal{H}} m_{cdm,i} \tag{2.14}$$

On peut également définir une seconde masse M_{vir}, calculée à partir du sous-groupe de particules qui respecte le théorème du Viriel (Eq. 2.12). En général, le respect ce

théorème n'est pas absolu, mais est restreint à une vérification à quelques pourcents ($\simeq 20\%$). Pour ce faire, le groupe de particules est *épluché* progressivement, jusqu'à ce que l'ensemble des particules restantes respectent le critère souhaité. La masse dite du Viriel est alors la somme des masses élémentaires des particules identifiées dans ce groupe restreint.

Concernant les dimensions de la structure, le rayon R_{fof} de cette dernière est défini comme étant la distance entre le centre de masse de la structure et la position de la particule la plus externe du groupe. Le rayon dit du Viriel est un peu plus complexe à établir. Il s'articule sur la construction d'un ellipsoïde englobant l'ensemble du sous-groupe de particules, respectant le critère du Viriel souhaité. Le rayon R_{vir} est alors donné par :

$$R_{vir} = a \times b \times c$$

où a, b et c sont les trois demi-axes définissant l'ellipsoïde du Viriel.

Une fois les structures (et les sous structures) identifiées dans le champ de densité, pour un grand nombre d'instantanés de la simulation, il reste encore à construire les liens de parenté entre les structures. Pour cela, il est nécessaire de se donner un certain nombre de règles. Chaque particule de la simulation est référencée et peut être localisée dans chaque instantané du champ de densité.

Au pas de temps n, les halos (groupes de particules) étant clairement identifiés, à chaque structure $\mathcal{H}^n$ est associée une liste de particules. Les liens de parenté sont alors construits en localisant au pas de temps suivant $(n+1)$ les particules listées. Si un halo $\mathcal{H}_i^{n+1}$ du pas de temps suivant contient au moins une particule listée précédemment dans le halo $\mathcal{H}^n$, alors le halo $\mathcal{H}_i^{n+1}$ est déclaré descendant du halo $\mathcal{H}^n$. Il est courant qu'à un même halo identifié à l'instant n soit attribué plusieurs descendants à l'instant suivant $n+1$. Dans ce cas, un seul est conservé, à savoir celui qui recueille le plus grand nombre de particules et donc la plus grande fraction de la masse du halo précédent.

Alors qu'un halo ne peut avoir qu'un seul descendant, un halo identifié à l'instant n peut très bien avoir plusieurs progéniteurs identifiés à l'instant $n-1$. Le descendant n'est alors rien d'autre qu'un regroupement de plusieurs structures précédemment identifiées. Dans l'intervalle de temps $\Delta t = t_n - t_{n-1}$, le groupe de progéniteurs $(\mathcal{H}_i^{n-1} \dots \mathcal{H}_{j\neq i}^{n-1})$ a donc fusionné pour donner naissance à une seule et même structure $\mathcal{H}^n$. Dans ce groupe de progéniteurs, le halo qui regroupe la majo-

rité des particules retrouvées dans le descendeant est alors qualifié de progéniteur principal.

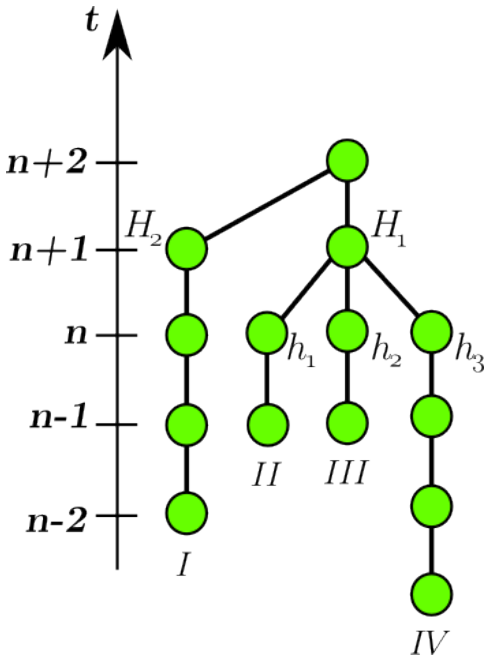


FIGURE 2.9 – Schéma d'un arbre de fusion comportant quatre branches (I, II, III et IV). Quatre pas de temps dits principaux, correspondant aux instants où le champ de densité de matière noire est sauvegardé, sont représentés. Ils sont référencés de $n-2$ à $n+2$. La branche I déroule une évolution dite passive entre les instants $n-2$ et $n+1$, les liens de parenté ne relient qu'un seul descendant et qu'un seul progéniteur. Cette première branche fusionne alors avec la branche III entre les pas de temps $n+1$ et $n+2$. Cette fusion est dite binaire, elle ne fait intervenir que deux structures, $\mathcal{H}_1$ et $\mathcal{H}_2$. La branche IV présente également une évolution passive entre les instants $n-3$ et n. Ce schéma présente également une fusion faisant intervenir plusieurs progéniteurs. En effet, le halo $\mathcal{H}_1$ identifié au pas de temps $n+1$ est construit par la coalescence de trois structures, h_1, h_2 et h_3, existant au pas de temps précédent n. Ces trois progéniteurs sont portés par les branches II, III, IV.

La figure 2.9 présente le schéma d'un arbre de fusion. Ce dernier comporte quatre branches numérotées I, II, II et IV, évoluant entre les instants $n-2$ et $n+2$. La branches I présente une évolution passive entre les instants $n-2$ et $n+1$. En effet, pour l'ensemble des pas de temps, les liens de parenté relient à chaque fois un progéniteur à un descendant. Il en est de même pour la branche IV entre les instants $n-3$ et n. Ces deux branches finissent par fusionner avec la branche III. Alors que la branche I finit son évolution dans une fusion binaire qui ne fait intervenir par définition que deux structures $\mathcal{H}_2$ et $\mathcal{H}_2$, cette dernière est elle-même issue d'une coalescence multiple faisant intervenir trois halos, h_1, h_2 et h_3, identifiés au pas de temps précédent.

La figure 2.10 présente un schéma d'arbre de fusion à quatre branches (I, II, III et IV). La différenciation entre halos principaux et sous-structures est marquée par la différence de symboles. Les structures principales sont représentées par des cercles, les sous-structures par des carrés. L'appartenance d'un sous-halo à un halo principal est portée par un trait pointillé horizontal. Il n'est pas rare qu'un même halo abrite plusieurs sur-densités, identifiées alors comme sous-halos de celui-ci. Les

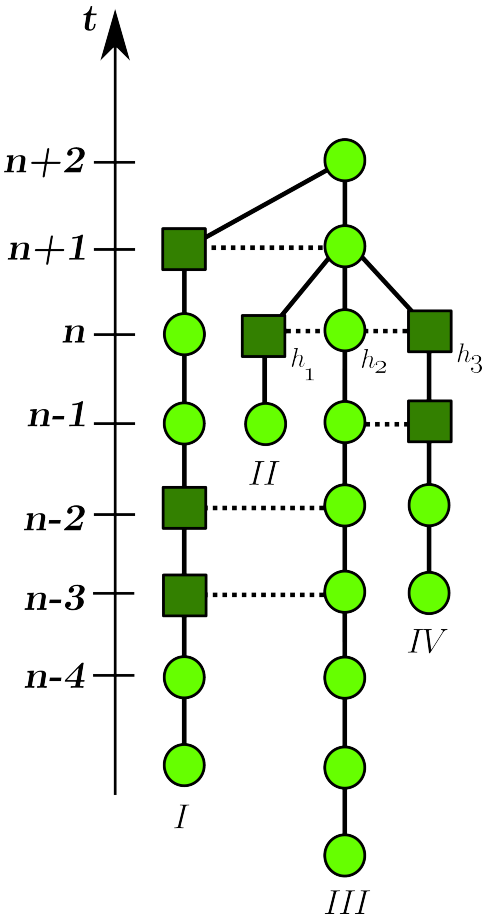


FIGURE 2.10 – Schéma d'un arbre de fusion comprenant quatre branches référencées I, II, III et IV. Les structures ainsi que les sous-structures sont représentées respectivement par des cercles et des carrés. L'appartenance d'un sous-halo à un halo principal est matérialisée par un trait pointillé horizontal. Une structure principale peut être identifiée comme étant l'hôte de plusieurs sous-structures comme les halos h_1 et h_3 qui sont identifiés au sein du halo h_2. Comme il est représenté ici, les sous-structures identifiées dans la simulation constituent majoritairement les dernières étapes d'évolution d'une branche (I, II et IV), annonçant une fusion prochaine. Les sous-structures identifiées en fin de branche constituent en fait, dans ces dernières étapes, des sur-densités de matière au sein même du halo avec lequel elles vont fusionner. La fusion est considérée comme achevée lorsque la trace de cette sur-densité est perdue. L'état de sous-structure peut également être attribué de façon transitoire, durant une courte période de l'évolution d'une structure sans que la branche ne fusionne directement par la suite. Le halo est identifié comme structure principale avant et après ce passage. C'est le cas de la branche I pour les instantanés $n-3$ et $n-2$. L'explication est assez simple : La structure I se rapproche, en raison de la force d'attraction gravitationnelle, de la structure III. Entre les instants $n-3$ et $n-2$, la structure I est identifiée en tant que sous-structure du halo III, mais la vitesse d'approche est suffisamment élevée pour que ce passage ne soit que transitoire. La structure I ressort du halo III. Ce type de passage très rapproché est appelé *fly-by*. L'attraction du halo principal aura finalement raison de l'évolution du halo I, la fusion définitive s'effectuant au pas de temps $n+2$.

halos h_1 et h_3 schématisés en figure. 2.10 sont en fait des sous-structures du halo h_2 porté par la branche III. Comme il est représenté ici, l'identification d'un halo en tant que sous-structure de ce dernier est, généralement, le signe d'une fusion prochaine entre ces deux halos de matière noire. C'est le cas pour les branches I, II et IV qui fusionnent progressivement avec la banche principale III. Les derniers halos de ces branches sont catalogués en tant que sous-structures des halos portés par la branche III. Même si la caractéristique de sous-structure est majoritairement reliée aux instants précédents une coalescence entre halos, il est également possible que ce caractère soit attribué temporairement. C'est le cas de l'évolution portée par la branche I. Cette dernière représente la progression historique d'un

halo. Celui-ci, du fait de la force d'attraction gravitationnelle, se rapproche fortement du halo III. Le rapprochement est tel que, durant les instants $n-3$ et $n-4$, le halo I constitue une sur-densité de matière au sein du halo III. Il est alors déclaré en tant que sous-structure. Pour des raisons de dynamique liées à la vitesse d'approche des deux halos, il arrive, comme schématisé ici, que le halo satellite [14] s'éloigne de son hôte. Il est alors de nouveau considéré comme structure principale. Ce type de passage, au cours duquel une structure plonge dans une autre, est baptisé *fly-by* [15]. Relativement fréquents dans les amas les plus massifs, ces évènements constituent généralement une première étape dans le processus de fusion. En effet, comme pour la branche I, même si la structure s'échappe temporairement du halo principal, celle-ci sous l'influence de la gravitation, replonge assez rapidement vers le halo et fusionne quelques instants plus tard.

La figure 2.11 liste les modifications sur la construction des branches d'un arbre de fusion dans le cas où les sous-structures ne seraient pas prises en compte. On constate premièrement que les branches d'évolution sont plus courtes. En effet, les dernières étapes précédant un évènement de fusion sont généralement constituées par des sous-structures évoluant au cœur de la structure avec laquelle elles vont prochainement fusionner. Ne pas détecter les sous-structures réduit donc la période d'évolution des galaxies abritées par les halos. On sait aujourd'hui que cette population particulière de galaxies présente des propriétés spécifiques en relation directe avec les phénomènes gravitationnels (bras de marée) exacerbés lors des rapprochements préfigurant un évènement de fusion. Il est donc important de suivre, avec le plus de finesse possible, cette phase transitoire où les halos sont identifiés en tant que sur-densités au sein d'un halo principal avant de fusionner réellement avec cette structure hôte.

Une conséquence plus importante et peut-être plus grave est schématisée par la branche I. Elle concerne les évènements de survol. Comme il est schématisé en figure 2.10 dans certains cas, durant son évolution, un halo peut être temporairement défini comme étant une sous-structure ($n-5 \rightarrow n+1$). Si les sous-structures ne peuvent pas être suivies, l'évolution continue d'une même structure (branche I en Fig. 2.10) disparaît au profit de l'émergence de deux branches successives plus courtes (Ia et Ib en Fig. 2.11), signatures de l'évolution de deux galaxies différentes formées à deux époques différentes ($n-5$ et $n+1$) et évoluant sur une durée courte

14. On qualifie de halo satellite la structure dont la dynamique gravitationnelle l'amène à se rapprocher, voire à traverser, une autre structure.
15. Formulation anglaise pouvant être traduite par : survol.

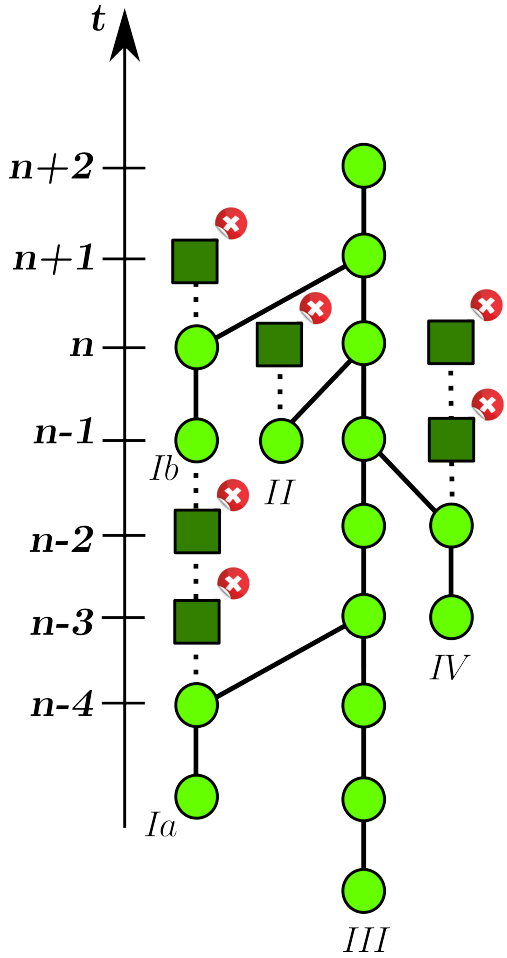


FIGURE 2.11 – L'arbre de fusion schématisé ici est identique à celui présenté en figure 2.10. En revanche, les liens de parenté, retraçant l'évolution des structures ne sont tissée qu'à partir des halos principaux. Cette arbre schématise donc les modifications générées dans l'évolution temporelle des structures, si les sur-densités de matière noire ne sont pas prises en compte. On constate premièrement que les fusions se déroulent plus tôt. Les dernières étapes, durant lesquelles le halo satellite était identifié en tant que sur-densité de matière au cœur du halo principal, ne sont en effet plus prises en compte. Cette phase de sous-structure pouvant s'établir sur une longue période, si cette dernière n'est pas suivie, il en découle que la galaxie abritée par le sous-halo verra sa période d'évolution réduite, l'évènement de fusion étant alors déclaré plus tôt. Une autre modification, peut-être plus grave encore concerne les évènements de survol (*fly-by*). Alors qu'en figure 2.10, le halo porté par la branche I transitait par une phase de sous-structure ($n-3 \rightarrow n-2$) lors de son rapprochement, dans le cas figuré ici, l'évolution continue d'une même structure disparaît au profit de l'émergence de deux branches plus courtes *Ia* et *Ib*. L'évolution des baryons au sein de ces deux halos portés par ces deux branches successives produira donc deux galaxies, évoluant sur des périodes courtes avant de fusionner. Ces deux galaxies apparaissent alors en lieu et place d'une seule structure subissant de forts effets gravitationnels lors de son passage dans le halo principal.

avant de fusionner.

La mise en œuvre d'algorithmes de recherche et de caractérisation des structures permet donc, à partir d'une simulation de type N-corps, d'extraire les arbres de fusion. Dans ce cas, les branches de l'arbre résument les liens de parenté existants entre les halos identifiés dans le champ de densité de la matière noire aux différents pas de temps sauvegardés de la simulation. A partir des groupes de particules, il est alors possible de définir certaines propriétés comme la masse ou les dimensions du halo de matière noire. En suivant les branches et les connexions de l'arbre de fusion, il est alors possible de suivre l'évolution de ces structures.

2.3.3 Comparaison des deux approches

Hypothèse de Markov et effets d'environnement

Il existe donc deux approches possibles pour envisager la construction d'arbres de fusion traitant de l'évolution et de la structuration des halos de matière noire. Le premier formalisme, entièrement analytique dit de Press & Schechter étendu (Bond et al., 1991; Bower, 1991) permet la construction d'arbres de fusion via un algorithme Monté-Carlo de type Markov. Ce dernier distribue la masse du halo aux travers d'un certain nombre de progéniteurs tout en respectant une fonction de distribution de la masse de ces derniers. Comme annoncé précédemment, l'hypothèse de construction s'appuyant sur un processus de Markov, la distribution en masse des progéniteurs d'un halo ne dépend que de sa masse et de son époque. Ainsi, ce type d'algorithme ne prend pas en compte les effets d'environnement. Il est aujourd'hui avéré que ces effets jouent un rôle important (Sheth & Tormen, 2004; Wechsler et al., 2006). De part leur aspect plus global, les simulations de type N-corps contiennent cette information d'environnement. Les arbres de fusion extraits de ces dernières intègrent donc par construction ces effets complexes comme ceux aboutissant à l'émergence de sous-structures au sein d'un halo principal.

Les progéniteurs d'un halo sont-ils tous des halos ?

De part sa construction purement analytique, la méthode de Press & Schechter étendue permet de distribuer la masse d'un halo entre différents progéniteurs dont la masse peut être arbitrairement faible. Les processus de croissance d'un halo sont entièrement liés à la coalescence de structure de masse aussi petite soit-elle. Sur ce même point, des études, menées aux travers de simulations N-corps, démontrent qu'une fraction non négligeable de la masse constituant un halo ($\simeq 40\%$) serait issue d'un processus d'accrétion diffus et ne serait donc pas issue d'une pré-structuration en halo (Genel et al., 2010). Contrairement au modèle analytique, la résolution en masse d'une simulation numérique est limitée de part la masse élémentaire attribuée aux particules, mais également de part masse minimale fixée pour une structure. Ces limites en résolution compliquent les mesures d'accrétion diffuse. Si l'accrétion d'une seule particule peut être définie comme accrétion diffuse dans une simulation, sa masse de quelques $10^{7-8} M_{\odot}$ pourrait en faire, en fait, un halo non résolu. Malgré cela les travaux actuels, basés sur des simulations de plus en plus précises, semblent tous converger vers une contribution importante d'une accrétion non structurée. Ceci pourrait expliquer en partie le désaccord entre les arbres de

fusion analytiques et ceux extraits des simulations concernant la masse intégrée des progéniteurs. Les arbres analytiques ne considérant pas, dans les versions les plus simples, une fraction d'accrétion diffuse, la masse sommée sur l'ensemble des progéniteurs est donc supérieure à celle constatée dans les arbres extraits des simulations N-corps. Ce désaccord peut être significativement réduit en incluant, comme il est mentionné précédemment, une part d'accrétion diffuse (e.g. Somerville & Kolatt, 1999; Neistein & Dekel, 2008a).

Cette fraction d'accrétion diffuse, participant à la croissance des structures de matière noire, peut aussi expliquer les différences dans les mesures de taux de fusion (nombre de fusions par unité de temps et de volume) et de taux d'accrétion (masse accrétée par unité de temps) issues des deux approches (e.g. Lacey & Cole, 1994; Neistein et al., 2006; Neistein & Dekel, 2008b).

En résumé

La méthode historique de Press & Schechter (1974), étendue par la suite (Bond et al., 1991; Bower, 1991), permet une construction analytique d'arbre de fusion. Les algorithmes basés sur cette méthode, peuvent générer rapidement et relativement facilement des historiques de structures. La rapidité de production permet alors de tester un grand nombre de paramètres liés, entre autre, à la cosmologie. A l'inverse, le temps de production d'une simulation N-corps de taille cosmologique est long (de l'ordre de quelques mois). La simulation ne peut pas être aisément réitérée (pour changer la cosmologie par exemple). La construction des arbres de fusion issus de ces simulations est soumise à un certain nombre de règles, de définitions concernant les halos de matière noire. De plus, les différents algorithmes développés pour leur construction peuvent entraîner quelques différences. Malgré cela, les simulations numériques présentent l'avantage de prendre en compte, par construction, les effets non-linéaires de la formation des structures, effets principalement liés à l'environnement au sein duquel le halo évolue. Le fort développement des moyens de calcul tendent à faire pencher la balance vers la construction d'arbres de matière noire issus de simulations numériques N-corps (e.g. Tweed et al., 2009) même si les différents travaux de paramétrisation des algorithmes Monté-Carlo (e.g. Somerville & Kolatt, 1999; Neistein & Dekel, 2008a; Zhang et al., 2008) ont permis de réduire significativement les désaccords entre les deux méthodes. Comme nous le verrons tout au long de cette thèse, les modèles actuels de formation des galaxies échouent à reproduire le comportement des structures les moins massives. Ces problèmes peuvent être liés à une incompréhension des processus agissant à ces échelles, mais

ils peuvent également provenir d'effets de résolution en masse des simulations qui se propagent à la modélisation des processus baryoniques lors de leur initialisation dans les premières structures détectées, qui sont aussi les moins massives.

Chapitre 3

Vers une analyse approfondie des arbres de fusion

Les galaxies sont le fruit d'un arbre hors d'atteinte.

Résumé

Après avoir abordé, dans le chapitre précédent, les techniques de construction des arbres de fusion et avoir présenté leur agencement, le début de ce troisième chapitre (Sect. 3.1) s'attache à décrire les caractéristiques de la simulation N-corps dont les résultats ont été utilisés tout au long de cette thèse. Cette première section propose également une analyse détaillée de la structure d'un arbre de fusion et plus particulièrement de la relation entre les halos principaux et leurs sous-structures. La seconde section (3.2) résume les grandeurs clés permettant de définir une structure de matière noire, profil de densité, concentration ou encore paramètre de spin. La section 3.3 traite des processus d'accrétion de matière, mécanisme important dans l'assemblage des halos. La notion d'accrétion diffuse sera abordée. Cette notion sera placée au cœur de la définition d'un troisième estimateur de la masse, différent des deux précédemment définis respectivement à partir de la masse totale M_{fof} et de la masse du Viriel M_{vir}. Ce nouvel estimateur de la masse est relié à l'intégrale de la masse diffuse accrétée. La comparaison de ce nouvel outil avec les deux autres estimateurs ouvre les portes d'une analyse approfondie des critères de stabilité d'une structure. La section 3.4 s'articule autour de la présentation d'un algorithme dédié à la mise en œuvre d'un processus de sélection des branches saines. L'identification de ces branches a pour but d'identifier celles qui sont aptes, sous certaines hypothèses, à accueillir la formation et l'évolution d'une galaxie. Les autres branches sont alors considérées comme accrétion événementielle de matière noire et de baryons non structurés. Au sein des arbres ainsi nettoyés, les processus de formation des galaxies, liés aux baryons, peuvent être initiés dans une approche intimement liée aux phénomène d'accrétion diffuse.

Sommaire

3.1 Simulation N-corps, extraction des arbres de fusion 105
3.1.1 Description de la simulation N-corps 105
3.1.2 Extraction des arbres de fusion 105
3.2 Propriétés et grandeurs caractéristiques des halos de matière noire 108
3.2.1 Profil de densité 108
3.2.2 Evolution de la concentration : c 110
3.2.3 *Spin* du halo, λ, paramètre dynamique .... ou pas ! . . . 112
3.2.4 Potentiel de gravitation, vitesses et temps caractéristiques 114
3.3 Accrétion et assemblage progressif des halos, hôtes de la formation des galaxies 115
3.3.1 Notion d'accrétion diffuse 115
3.3.2 Un nouvel estimateur : M_{acc} 119
3.3.3 Comparaison entre les différents estimateurs 121
3.4 Stabilité des halos : sélection des branches *saines* . . 125
3.4.1 Assemblage progressif des halos, matière baryonique et hypothèses fondatrices 125
3.4.2 Contenu baryonique initial et critères de stabilité. . . . 127
3.4.3 Algorithme de sélection des branches *saines* 128
3.4.4 Conséquences et effets de la sélection des branches . . . 133

3.1 Simulation N-corps, extraction des arbres de fusion

3.1.1 Description de la simulation N-corps

Comme décrit dans le chapitre 2, les simulations N-corps permettent de décrire la structuration du champ de densité et l'assemblage en masse des halos de matière noire. Même si, durant ma première année de thèse, je me suis penché sur une analyse détaillée des techniques de construction d'arbres de fusion issues de la théorie de Press & Schechter étendue (Bond et al., 1991; Bower, 1991), les travaux que j'ai conduits, et qui font l'objet de cette thèse, s'appuient principalement sur l'analyse d'une simulation numérique N-corps. Pour cette dernière, la distribution initiale des particules est établie dans le cadre du modèle standard $\Lambda-CDM$ dont la paramétrisation (voir Table 3.1) est issue d'un ajustement des observations menées par le satellite américain $WMAP-3ans$ (Spergel et al., 2007). Utilisant $N_p = 1024^3$ particules, cette simulation décrit un volume d'Univers d'environ $V_{box} \simeq 150^3 Mpc^3$. Ces conditions aboutissent à une masse élémentaire (Eq. 2.11) pour une particule de matière noire égale à $m_{cdm} = 8.536\ 10^7\ M_\odot$.

TABLE 3.1 – Liste des paramètres décrivant la cosmologie utilisée dans la simulation N-corps (Spergel et al., 2007). Sont listées également les caractéristiques de la simulation.

paramètres	valeurs [unité]
Ω_m	0.24
Ω_Λ	0.76
H	73.0 km/s/Mpc
$f_b = \Omega_b/\Omega_m$	0.16
N_p	$1024^3 = 1073741824$
m_{cdm}	$8.536\ 10^7\ M_\odot$
L_{box}	$100h^{-1} \simeq 150\ Mpc$
$M_{lim,cdm}$	$20 \times m_{cdm} = 1.093 \times 10^9 M_\odot$

3.1.2 Extraction des arbres de fusion

L'émergence des halos de matière et le suivi de leur évolution sont quantifiés au travers des arbres de fusion.

La figure 3.1 présente l'un de ces arbres de fusion, extrait de la simulation utilisée dans les travaux présentés ici. Les liens de parenté entre structures sont tissés par le code `TreeMaker` en s'appuyant sur l'algorithme `AdaptaHOP` (Aubert et al., 2004; Tweed et al., 2009). Celui-ci permet d'établir les liens de parenté entre les halos de matière noire localisés dans les champs de densité qui sont sauvegardés aux

différents temps d'évolution de la simulation. Parallèlement à ces liens de parenté entre halos, l'algorithme de détection relève également les relations entre les structures principales et leurs sur-densités (sous-structures). En figure 3.1, les halos ou structures principales sont représentés par des ronds vert clair. Ces halos peuvent abriter des sous-structures matérialisées ici par des carrés vert foncé.

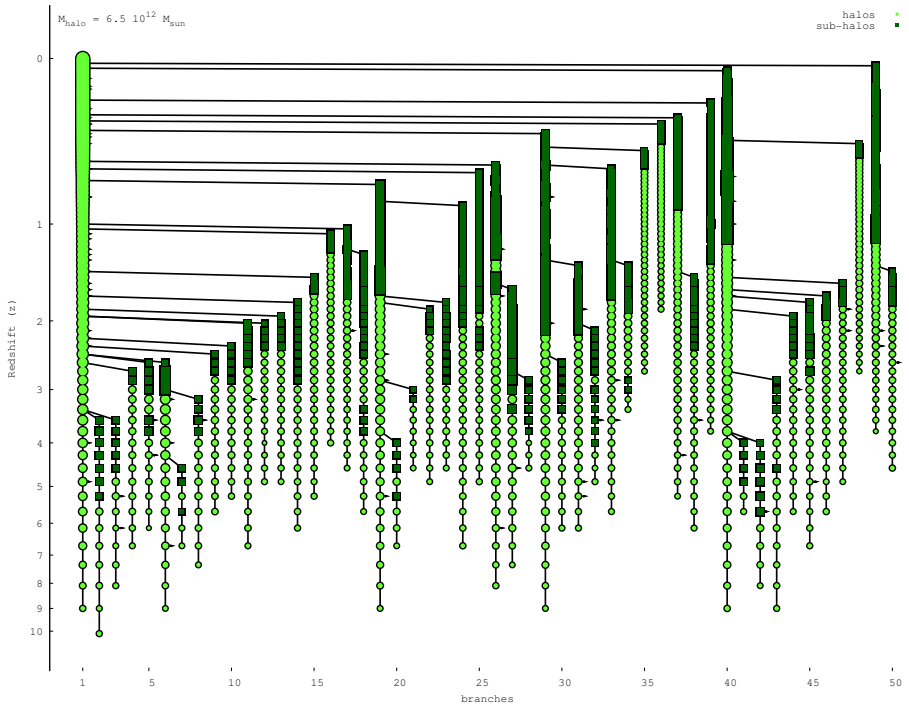


FIGURE 3.1 – Arbre de fusion construit à partir de la simulation de matière noire utilisée dans les travaux présentés dans cette thèse. La construction de cet arbre est réalisée par le code `TreeMaker` utilisant l'algorithme `AdaptaHOP` (Aubert et al., 2004; Tweed et al., 2009), il tisse les liens de parenté entre les structures et les différents pas de temps. L'axe des abscisses référence les cinquante branches participant le plus à l'assemblage en masse du halo principal (les plus massives). Les branches supplémentaires, reliées normalement à celles tracées, sont matérialisées par une pointe de flèche. L'axe des ordonnées reporte le temps d'évolution au travers du décalage spectral (redshift, z). Les deux types de symboles ainsi que la colorisation utilisée permettent de différencier les halos (ronds vert clair) des sous-halos (carrés vert foncés) qu'ils abritent. La taille des symboles est proportionnelle à la masse dite du Viriel de la structure. La masse finale de la structure est indiquée en haut à gauche de la figure. Les évènements de fusion sont représentés par les liens transverses. Ces derniers font intervenir plusieurs progéniteurs. Dans les instants précédant la coalescence, le halo le moins massif, appelé satellite, est généralement identifié en tant que sous-structure du halo principal, plus massif, avec lequel il va fusionner. Des phases de survol rapprochées, durant lesquelles deux halos s'interpénètrent avant de se différencier à nouveau, sont également visibles dans cet arbre. C'est le cas des branches 18 et 34 qui présentent chacune d'elles une phase brève de sous-structure.

L'arbre présenté ne reporte que les cinquante branches le plus massives. Les branches supplémentaires devant être connectées à celles tracées sont indiquées par des embryons (flèches). Les évènements de fusion sont symbolisés par les lignes transverses. Ces lignes relient le dernier halo d'une branche, dernière étape d'évolution de cette structure, avant la fusion avec une seconde branche. Généralement, et comme il a été abordé dans le chapitre précédent, lors des derniers instants avant la fusion, les structures les moins massives, portées par la plus petite des deux branches, sont identifiées comme étant des sous-structures du halo avec lequel elles vont fusionner.

Il est également possible de distinguer, dans l'arbre de fusion présenté en figure 3.1, des évènements dits de survol (*fly-by*). L'un d'eux est porté par la branche 18. La structure de matière noire qu'elle représente est en effet identifiée, durant une phase de trois pas de temps, en tant que sous-structure d'un halo plus massif, probablement celui dont l'évolution est portée par la branche principale (1). Durant cette période, le halo dit satellite se rapproche progressivement de la structure plus massive et ce, jusqu'à devenir une sur-densité de cette dernière. La vitesse d'approche de ce halo vagabond devant être suffisamment élevée, son énergie cinétique, dominante sur l'énergie gravitationnelle, lui permet de s'éloigner momentanément et d'être à nouveau identifié en tant que structure principale (sur cinq pas de temps). Ceci n'est que de courte durée. Le halo satellite finit par plonger de nouveau au sein du halo massif pour finir, quelques instants plus tard, par fusionner avec celui-ci. Les halos portés par les branches 7, 20 et 43 présentent également des phases de sous-structures mais uniquement sur un pas de temps. L'explication peut venir d'une réelle phase de survol, trop rapide et donc trop courte pour être distinguée sur plus d'un seul pas de temps. Il peut également s'agir d'une fausse détection liée en général à la difficulté de lister précisément les particules appartenant à telle ou telle structure en raison du bruit (contour des structures). En règle générale, ces cas litigieux sont localisés aux branches de faible masse et évoluant dans des régions chaotiques (amas) où les fusions et évènements de survol sont fréquents.

Dans ce type d'arbre et pour des raisons liées à la stabilité temporelle des structures de matière noire identifiées, une limite inférieure, en nombre de particules constituant un halo, est appliquée. Elle est fixée à vingt particules de matière noire (Kauffmann et al., 1999). Cette limite en nombre est immédiatement traduisible en terme de masse minimale pour une structure : $M_{lim,cdm} = 20 \times m_{cdm} = 1.093 \times 10^9 M_\odot$. Même si cette valeur appartient à la gamme basse des masses de résolution rencontrées dans les simulations de matière noire actuelles, elle reste

relativement élevée. Elle pose principalement le problème de son historique d'assemblage. Des halos de telle masse ($M_{lim,cdm}$) émergent-ils directement ou sont-ils eux même issus de processus de coalescence de structures plus petites ? Une seconde question se pose, elle concerne la future prise en compte des baryons dans ces halos *élémentaires*. Peut-on directement leur associer un contenu baryonique non structuré ? Nous aborderons des éléments de réponse dans le chapitre dédié à l'algorithme utilisé pour modéliser les processus baryoniques.

3.2 Propriétés et grandeurs caractéristiques des halos de matière noire

Comme abordé dans le chapitre précédent, les halos de matière noire sont identifiés dans les simulations N-corps comme étant des groupes de particules *stables* dans le temps. Même si nous avons présenté précédemment quelques unes des propriétés mesurables de ces halos, nous serons amenés par la suite à en exploiter d'autres. Cette section leur est dédiée.

3.2.1 Profil de densité

L'un des premiers aspects traitant de la structuration de la matière noire, qu'il est intéressant de quantifier, concerne le profil de densité adopté dans les halos. Ce profil caractérise l'agencement, l'organisation de la matière au sein d'un halo. Les modèles analytiques d'effondrement de la matière noire, comme ceux issus des prescriptions de Press & Schechter (1974), indiquent que les structures émergentes doivent être de symétrie sphérique [1], l'évolution de la densité ne s'effectuant alors que de manière radiale $\rho(r, \theta, \phi) \rightarrow \rho(r)$.

Le cas de la sphère isotherme

Les premiers modèles analytiques (White & Frenk, 1991; Kauffmann et al., 1993; Cole et al., 1994, 2000; Hatton et al., 2003), décrivant la formation des galaxies au cœur de halos, adoptaient un profil de densité pour la matière dit de sphère

1. Il faut noter que la prescription sphérique d'origine proposée par Press & Schechter (1974) a été étendue pour permettre la description de structures plus complexes, ellipsoïdales. On peut se référencer aux travaux de White & Silk (1979), Eisenstein & Loeb (1995), Bond & Myers (1996) ou encore Sheth et al. (2001).

isotherme :

$$\rho(r) = \frac{M_{vir}}{4\pi R_{vir} r^2}$$

faisant intervenir la masse du Viriel M_{vir} de la structure. Ce profil est généralement tronqué au rayon du Viriel, R_{vir}.

L'émergence d'un profile *universel* !

Des études approfondies dédiées aux propriétés de la matière noire, évoluant dans les simulations N-corps, ont permis de mettre en évidence un profil de densité particulier, qui semble être valide pour une grande gamme de masses et de tailles de halo évoluant, de plus, à des époques différentes. Ce profil :

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{\rho_0}{\frac{r}{r_0}\left(1+\frac{r}{r_0}\right)^2} \tag{3.1}$$

mis en exergue par Navarro et al. (1995, 1996, 1997) est généralement baptisé profil NFW en référence aux auteurs de ces travaux. L'expression du profil fait intervenir deux grandeurs clés, un rayon : r_0 et une densité $\rho_0 = 4\rho(r_0)$ caractéristiques.

Avec un tel profil de densité, la distribution radiale de la masse du halo est donnée par :

$$M_{NFW}(r) = 4\pi\rho_0 r_0^3 \phi(x) \quad \text{avec} \quad x = \frac{r}{r_0} \quad \text{et} \quad \phi(x) = ln(1+x) - \frac{x}{1+x} \tag{3.2}$$

Rayon de troncature : R_{halo}

Il est important de noter que le profil de densité NFW diverge, il conduit si on l'intègre à une masse infinie. Pour palier à ce problème, le profil est là aussi tronqué à un rayon donné R_{halo}. Si l'on veut prendre en considération l'influence de la structure stable du halo, il faut, comme il est d'usage, se concentrer sur la masse M_{vir} de la structure. En effet, même si pour les halos massifs évolués, la différence entre la masse totale M_{fof} et la masse viriélisée M_{vir} est faible, voire très faible, les jeunes structures en formation peuvent être en partie instables. Il est donc préférable de se limiter à la masse stabilisée, généralement au cœur de la structure. Le rayon R_{halo} est donc déduit de $M_{NFW}(r = R_{halo}) = M_{vir}$ et d'un critère de seuil en densité à la périphérie du halo :

$$\rho_{NFW}(r = R_{halo}) = \Delta(z)\rho_c(z)$$

Ce dernier définit la limite extérieure du halo comme le rayon renfermant une région dont la densité moyenne est $\Delta(z)$ fois plus élevée que la densité critique de l'Univers au redshift considéré. Le facteur $\Delta(z)$ intervenant dans la définition de ce rayon de troncature est issu des travaux de Bryan & Norman (1998) :

$$\Delta(z) = 18\pi^2 + 82x(z) - 39x^2(z) \quad \text{avec} \quad x(z) = \frac{\Omega_m(1+z)^3}{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda} - 1 \tag{3.3}$$

La densité critique $\rho_c(z)$ est quant à elle donnée par :

$$\rho_c(z) = \left(\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda\right)\rho_c^0$$

Dans l'hypothèse où la structure de matière noire adopte une forme sphérique, le rayon de troncature est alors simplement donné par :

$$R_{halo} = \left(\frac{3M_{NFW}(r = R_{halo})}{4\pi\rho(r = R_{halo})}\right)^{1/3} \tag{3.4}$$

Paramètre de concentration : c

A partir de l'expression du profil radial de la masse et du rayon de troncature R_{halo} du halo, on peut définir une dernière grandeur caractéristique appelée concentration définie comme

$$c = R_{halo}/r_0 \tag{3.5}$$

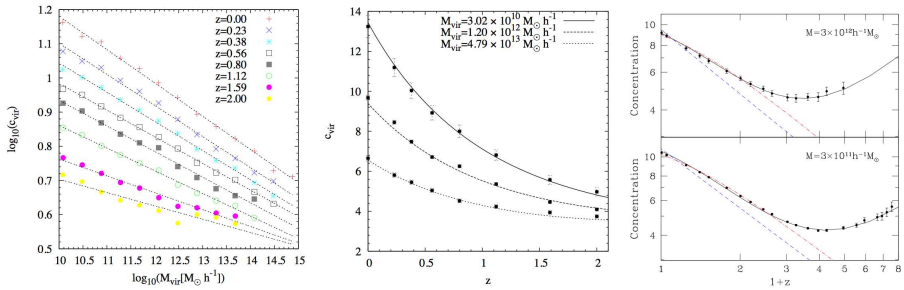
et vérifiant donc :

$$M_{halo} = M_{NFW}(r = R_{halo}) = 4\pi\rho_0 r_0^3 \phi(c)$$

3.2.2 Evolution de la concentration : c

Le comportement de ce paramètre de concentration, reliant le rayon de cœur r_0 et le rayon de troncature R_{halo}, a également fait l'objet d'études. On peut citer par exemple les travaux de Zhao et al. (2009), Klypin et al. (2011) ou encore Muñoz-Cuartas et al. (2011) dont les principaux résultats sont reportés en figure 3.2.

La vignette de gauche de cette figure 3.2(a) trace l'évolution de la concentration avec la masse de la structure entre $z = 0$ et $z = 2$. On constate une diminution de la concentration du halo accompagnant la croissance en masse de la structure, et ce, à toutes les époques sondées. On peut noter que cette décroissance est d'autant plus marquée que la structure évolue à proximité de notre époque ($z \to 0$). De



(a) (b) (c)

FIGURE 3.2 – Evolution de la concentration $c = R_{halo}/r_0$ en fonction de la masse et du redshift du halo. Dans les deux vignettes, les points marquent la médiane de la distribution mesurée en simulation numérique N-corps. Les courbes matérialisent le meilleur ajustement du modèle d'évolution donné par les équations 3.6 et 3.7. On constate que ce paramètre de concentration diminue avec la croissance en masse du halo (a). De plus, pour un halo de masse donnée, plus le redshift est élevé, (l'époque reculée) et plus cette concentration diminue (b), (c). Cette décroissance, d'autant plus prononcée que la masse de la structure est élevée, semble stopper aux redshift $z \in [2-4]$. La concentration atteint alors une valeur seuil $c \simeq 4$ pour ensuite remonter aux époques plus reculées $z > 5$ (c). [Figures extraites de Muñoz-Cuartas et al. (2011) et Klypin et al. (2011)]

même, on remarque en vignette centrale (3.2(b)) une décroissance de ce paramètre de concentration avec le redshift . Plus précisément, un halo de masse fixée, disons $M \simeq 10^{12} M_\odot$, présentera une concentration $c \simeq 5$ à redshift $z \simeq 2$, alors que pour un halo de masse identique, mais à redshift $z \simeq 0$, la concentration sera plus élevée $c \simeq 10$. La décroissance en fonction du redshift de la concentration c pour une masse fixée de halo semble s'arrêter aux redshifts $z \in [2-4]$ (3.2(c)). Les structures présentent alors une concentration minimale $c \simeq 4$. Aux époques plus reculées $z > 5$, la concentration moyenne remonte progressivement. Pour des redshift $z < 2$, l'évolution, aussi bien en masse qu'en redshift, peut être ajustée par la relation suivante (Muñoz-Cuartas et al., 2011) :

$$log(c) = a(z) \left[\frac{M_{halo}}{h^{-1}\ M_\odot} \right] + b(z) \tag{3.6}$$

où

$$a(z) = wz - m \quad , \quad b(z) = \frac{\alpha}{z+\gamma} + \frac{\beta}{(z+\gamma)^2} \tag{3.7}$$

avec $w = 0.029$, $m = 0.097$, $\alpha = -110.0$, $\beta = 2469$ et $\gamma = 16.89$. Cette paramétrisation donne de bons résultats vis-à-vis des deux relations, liées à la masse et au redshift. Des tendances similaires sont observées dans un certain nombre

d'autres travaux (e.g. Zhao et al., 2009; Klypin et al., 2011).

La mesure préalable de M_{halo}, couplée à l'application des relations 3.6 et 3.7, permet de déduire la valeur de R_{halo} via l'équation 3.4. La définition de la concentration (Eq. 3.5) permet ensuite de déduire la valeur du rayon de cœur r_0 et donc de clore le système de paramètres définissant le profil du halo de matière noire.

3.2.3 *Spin* du halo, λ, paramètre dynamique .... ou pas !

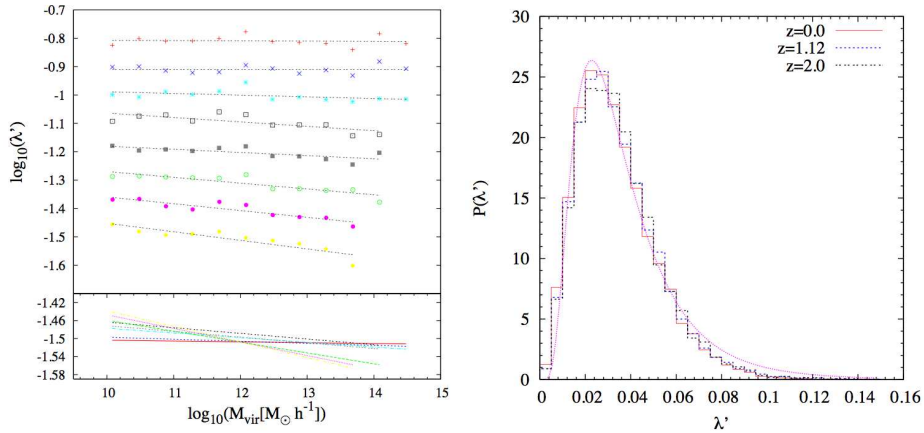
Les paramètres r_0, ρ_0, R_{halo} et c, présentés et définis précédemment, traduisent la structuration en masse des structures de matière noire. Le paramètre (addimentionné) le plus couramment utilisé pour quantifier la dynamique du halo de matière noire est appelé *spin* et est généralement noté λ. Il est défini à partir du moment angulaire total $\vec{J}$ du halo, de son énergie totale E ainsi que de sa masse totale M :

$$\lambda = \frac{|\vec{J}|}{G}\sqrt{\frac{|E|}{M^5}} \tag{3.8}$$

où G est la constante universelle de gravitation. Les premières études concernant ce paramètre ont été menées dans les simulations numérique N-corps par Efstathiou & Jones (1979) ou encore Barnes & Efstathiou (1987). Les structures localisées dans ces premières simulations présentent toutes des valeurs de *spin* faibles, de l'ordre de $\overline{\lambda} \in [0.05, 0.07]$. Les travaux plus récents (e.g. Macciò et al., 2008; Muñoz-Cuartas et al., 2011; Klypin et al., 2011) ont confirmés ces premiers résultats en réduisant même la valeur moyenne $\overline{\lambda} \simeq 0.03$. Cette faible valeur moyenne du paramètre de *spin* traduit un fait simple : les halos de matière noire ne semblent pas faire l'objet d'une rotation ordonnée, de type circulaire par exemple. Ils sont au contraire maintenus dans un état stable par leur dispersion anisotrope de vitesse. Les particules de matière noire circulent, certes selon des orbites plus ou moins complexes, désordonnés mais stables [2]. Les analyses détaillées, focalisées sur ce paramètre de spin, donnent des informations au delà de la simple valeur moyenne. Elles renseignent également l'évolution de cette moyenne avec le temps mais également sur la fonction de distribution du paramètre.

Les deux vignettes (a) et (b) de la figure 3.3 présentent respectivement l'évolution de la valeur moyenne du paramètre de spin en fonction de la masse de la structure et la fonction de distribution. Les différentes distributions de points (code couleur

2. Aussi complexes soit-elles, les orbites des particules se doivent d'être stables car le halo, en général, ne se disloque pas, mais présente au contraire une certaine stabilité. Stabilité qui doit se traduire dans son profil de densité.



(a) (b)

FIGURE 3.3 – Evolution du paramètre de *spin* en fonction de la masse et du redshift du halo. La vignette de gauche ((a) : cadre supérieur et inférieur) présente l'évolution de la valeur moyenne du *spin* en fonction de la masse du halo et ce, pour différents redshifts (code couleur identique à celui de la figure 3.2(a)). La distribution des points jaunes, dédiée au redshift $z \simeq 2$, représente la valeur moyenne réelle. Comme cette valeur moyenne semble être constante à toute les époques et pour éviter la confusion, toutes les autres distributions sont, dans le cadre supérieur, décalées progressivement par une même valeur (0.1). On constate que la valeur moyenne du *spin* n'évolue pas d'une évolution franche avec la masse de la structure. Dans le cadre inférieur de la vignette de gauche, le décalage n'est plus appliqué, la constance de la valeur moyenne est confirmée, mais il semble apparaître une légère évolution avec la masse pour les redshifts $z > 1$, les halos massifs présentant un spin en moyenne plus faible. La vignette de droite (b) présente la distribution du spin, mesurée pour trois époques différentes ($z = 0.0, 1.12, 2.0$). Cette distribution, ajustable par une forme fonctionnelle de type *log-normale* ne présente pas de variation significative en fonction de l'époque sondée. [Figures extraites de Muñoz-Cuartas et al. (2011)]

identique à celui de la figure 3.2(a)) sont dédiée aux différents redshifts sondés. Elles sont décalées en ordonnée d'un facteur constant (0.1) à partir de la distribution mesurée à $z \simeq 2$ (en jaune) afin d'éviter une certaine confusion dans le tracé. Ce décalage est en effet nécessaire en raison de la très faible, voire inexistante, évolution de la valeur moyenne du *spin* avec le redshif (z). Cette constatation est parfaitement lisible dans le cadre inférieur de la vignette (a). Ici, le décalage progressif n'a pas été effectué. On remarque alors une légère évolution de la valeur moyenne en fonction de la masse mais cela uniquement aux redshifts $z > 1$, les halos massifs présentant une valeur inférieure à la moyenne enregistrée.

La vignette de droite 3.3(b) présente la fonction de distribution, mesurée à trois époques différentes ($z = 0.0, 1.12, 2.0$), du paramètre de spin. Cette distribution est ajustable par une forme fonctionnelle de type *log-normal* (e.g. Macciò et al., 2008;

Muñoz-Cuartas et al., 2011) :

$$P(\lambda)d\lambda = \frac{1}{\lambda\sqrt{2\pi\sigma_\lambda}} exp\left[-\frac{ln^2\left(\lambda/\overline{\lambda}\right)}{2\sigma_\lambda^2}\right] d\lambda \tag{3.9}$$

et ce pour une grande gamme de redshift. Cette distribution s'articule sur deux paramètres, la moyenne et l'écart type dont les valeurs standards sont respectivement (Muñoz-Cuartas et al., 2011) $\overline{\lambda} \simeq 0.031$ et $\sigma_\lambda \simeq 0.57$.

De nombreuses études, basées sur des modèles semi-analytiques, ont alors traduit l'impact de ce paramètre de *spin* sur la dynamique des disques galactiques qui se formeront aux centres de ces halos. Ce paramètre permet de relier, comme nous le présenterons un peu plus loin, les rayons du halo R_{halo} et du disque r_d. On peut citer, par exemple, les travaux de Blumenthal et al. (1986), White & Frenk (1991), Mo et al. (1998), Kauffmann et al. (1993), Cole et al. (1994, 2000), Hatton et al. (2003) ou encore Sellwood & McGaugh (2005).

3.2.4 Potentiel de gravitation, vitesses et temps caractéristiques

Potentiel de gravitation : Ψ

La donnée du profil de densité (NFW Eq. 3.1) ou de son corollaire, la distribution radiale de masse $M_{NFW}(r)$, permet de déduire l'expression analytique du potentiel gravitationnel induit par le halo. Il s'exprime comme suit :

$$\Psi(r) = 4\pi G\rho_0 r_0^2 \frac{ln(1+x)}{x} \quad \text{où} \quad x = \frac{r}{r_0}$$

à partir de r_0, ρ_0 respectivement le rayon et la densité de cœur du halo et G la constante universelle de gravitation.

Vitesse de libération : $V_{esc,\mathcal{DM}}$

L'une des vitesses caractéristiques jouant un rôle d'importance n'est autre que la vitesse de libération. Ce seuil, au delà duquel tout masse mue par une vitesse plus importante est libérée de l'attraction gravitationnelle du halo de matière noire ($\mathcal{DM}$), sera consulté dans le questionnement de la stabilité de l'atmosphère de gaz chaud se développant autour de la galaxie centrale. Cette vitesse est définie en

relation avec le potentiel de gravitation comme suit :

$$V_{esc,\mathcal{DM}}(r) = \sqrt{-2\Phi(r)} = \sqrt{8\pi G\rho_0 r_0^2 \frac{ln\,(1+x)}{x}} \quad \text{with} \quad x = \frac{r}{r_0} \tag{3.10}$$

Elle fait intervenir comme à l'habitude r_0 et ρ_0, respectivement le rayon et la densité de cœur du halo ainsi que G la constante universelle de gravitation.

Vitesse de rotation circulaire du halo : V_{circ}

Même si, au regard des faibles valeurs prises par le paramètre de *spin* (λ), un halo de matière noire ($\mathcal{DM}$) ne présente pas de rotation circulaire à proprement parler, il est tout de même important de définir une vitesse caractéristique. Celle-ci correspondrait à la vitesse de parcours sur une orbite circulaire stable, dessinée à la périphérie R_{halo} de la structure. Elle sera utilisé par la suite pour contraindre la courbe de rotation de la galaxie formée au centre du halo de matière noire. La définition, dans le cadre d'un halo structuré selon le profil NFW, est la suivante :

$$V_{circ,\mathcal{DM}}(r) = r\frac{d\Psi}{dr} = \sqrt{4\pi G\rho_0 r_0^2 \frac{\phi(x)}{x}} \quad \text{où} \quad x = \frac{r}{r_0} \tag{3.11}$$

En plus du rayon et de la densité de cœur r_0 et ρ_0 entre en jeu, ici $\phi(x)$, la fonction géométrique de structure définie précédemment (Eq. 3.2).

Temps dynamique : t_{dyn}

Connaissant la masse du halo de matière noire M_{halo} et son rayon de troncature R_{halo}, il possible de déduire un temps dynamique caractéristique pour la structure :

$$t_{dyn} = \sqrt{\frac{R_{halo}^3}{GM_{halo}}} \tag{3.12}$$

3.3 Accrétion et assemblage progressif des halos, hôtes de la formation des galaxies

3.3.1 Notion d'accrétion diffuse

Comme déjà mentionné, des études récentes (e.g. Genel et al., 2010), basées sur des simulations numériques N-corps à haute résolution ont fait état d'un mode de

croissance des structures par accrétion diffuse. On parle ici de particules (plus ou moins nombreuses) accumulées par une structure mais ne se présentant pas sous une forme structurée. Ce mode de croissance par accrétion se distingue des phénomènes de fusion entre les structures pré-existantes que sont les halos. A un instant donné, ce mode d'accumulation de masse peut représenter une part importante de la masse d'un halo. Les estimations tablent sur une moyenne de 40% Genel et al. (2010). On parle ici d'une accrétion diffuse de matière noire, mais il en sera question par la suite. Ce mécanisme, sous réserve de certaines hypothèses, nous permettra de définir l'apport en matière baryonique à partir de laquelle les galaxies vont se former aux cœurs des halos.

Pour prendre en compte et quantifier ce mécanisme particulier, nous allons définir un nouvel estimateur de la masse d'un halo : M_{acc} (3.3.2). Pour ce faire, il faut s'intéresser à une catégorie spécifique de particules que l'on pourrait baptiser : particules d'accrétion diffuse. Ces dernières répondent à la définition suivante :

Définition : On considère qu'une particule, identifiée à un instant t_n dans un halo $\mathcal{H}_i^{t=t_n}$, s'apparente à de l'accrétion diffuse si celle-ci n'a jamais été abritée par un autre halo $\mathcal{H}_{j\neq i}^{t<t_n}$ au cours de l'ensemble des pas de temps précédents. Par la suite, on note ces particules : $m^{\star}_{cdm}$.

L'arbre de fusion de la figure 3.4 présente l'évolution du taux d'accrétion diffus : $\delta m_{acc}/dt$. Celui-ci est construit à partir des particules nouvellement accrétées par le halo et répondant à la définition précédente. La masse constituée par ces particules : δm_{acc} est ensuite rapportée au temps sur lequel elles ont été accumulées par la structure : dt. L'arbre présenté en figure 3.4 retrace ce taux d'accrétion pour l'ensemble des cinquante branches les plus massives, celles contribuant donc le plus à l'assemblage en masse de la structure portée en branche 1. Comme précédemment, la taille du symbole est proportionnelle à la masse du Viriel de la structure, la forme discerne les halos (ronds) des sous-halos (carrés). Le code couleur indique la plage logarithmique de valeur sur laquelle s'étend le taux d'accrétion. Des symboles noirs indiquent qu'aucune accrétion diffuse n'est mesurée sur la structure à cet instant.

Cette figure nous permet de constater deux faits. D'une part, pour les halos principaux, l'accrétion diffuse semble d'autant plus importante que la structure est massive. Ceci s'explique par la prise en compte des effets d'environnement. Les structures les plus massives sont généralement au ou proche du centre de grande concentration de matière (qui donneront naissance par la suite aux amas). Ces

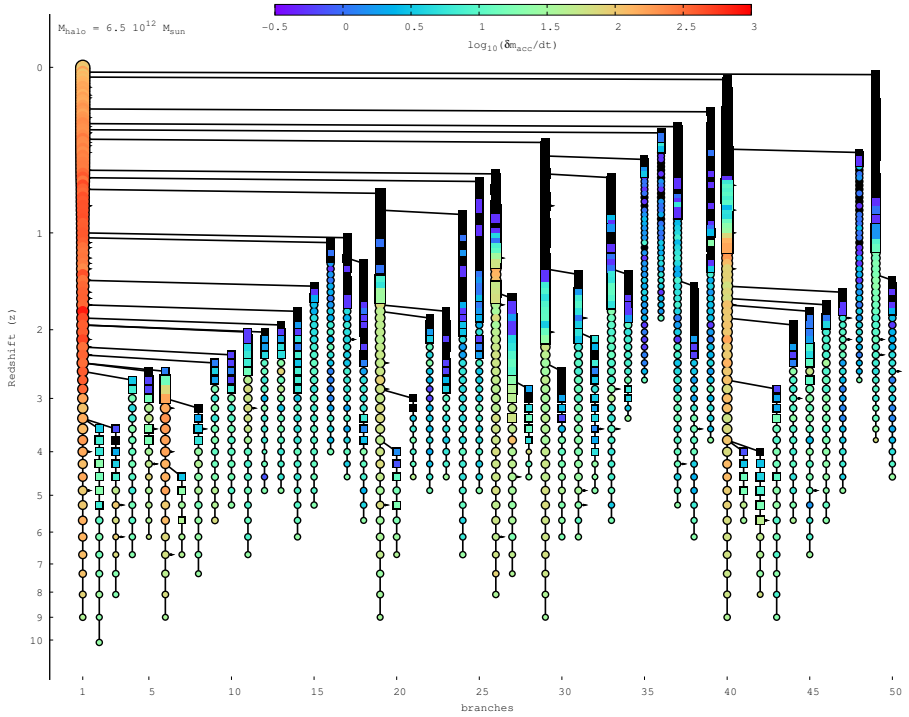


FIGURE 3.4 – Arbre de fusion extrait de la simulation de matière noire. Comme pour la figure 3.1, seules les cinquante branches les plus massives et donc celles contribuant le plus à l'assemblage en masse de la structure principale (branche 1) sont représentées. Les branches portant l'évolution de structures moins massives, devant se connecter à celles représentées, sont indiquées par des embryons (têtes de flèches). De même, les deux types de symboles différencient les halos (ronds) des sous-halos (carrés). La taille du symbole est proportionnelle à la masse du Viriel (M_{vir}) de la structure. Le code couleur, référencé par la plage supérieure et restreint aux valeurs extrêmes constatées sur l'ensemble de l'arbre, est dédié ici au taux d'accrétion de matière noire mesuré sur chaque structure. Il est calculé comme étant la masse apportée par l'ensemble des particules identifiées en tant qu'accrétion diffuse, δm_{acc} (Eq. 3.13), laquelle est divisée par l'intervalle de temps principal (dt) séparant deux instantanés successifs extraits de la simulation N-corps. Une colorisation noire indique une absence d'accrétion diffuse. Deux tendances sont alors identifiables : i) Pour les halos, l'accrétion diffuse est d'autant plus importante que le halo est massif ; ii) Les sous-structures présentent quant à elles un fort déficit en accrétion. Ceci s'explique par le simple fait suivant : ces structures, étant immergées au sein d'une structure plus massive, elles en forment des sur-densités locales, l'accrétion diffuse provenant de l'extérieur est donc naturellement reçue en priorité par la structure principale. On constate également que, lors de phases de survol (*fly-by* : branche 18), les sous-halos voient leur accrétion diminuer lors de l'immersion puis ré-augmenter suite à leur sortie.

zones denses de l'Univers sont le siège de forts processus d'accrétion.

D'autre part, l'évolution des différentes branches de l'arbre (Fig. 3.4) indique que, lorsque un halo de matière noire est identifié en tant que sous-structure d'un halo principal, le processus d'accrétion diffuse est fortement réduit voir inexis-

tant. Là aussi, on peut invoquer une explication simple : la sous-structure étant par définition immergée dans une structure plus massive, l'accrétion de particules provenant de l'extérieur est principalement accumulée par la structure hôte. Des évolutions plus fines de l'accrétion diffuse sur les sous-structures sont également observables lors des phases de survol (*fly-by*, voir par exemple la branche 18). On constate que, l'identification en sous-structures, sur trois pas de temps, est accompagnée d'une légère baisse du taux d'accrétion. Ce dernier ré-augmente par la suite, lorsque le halo est à nouveau discernable de son hôte et est considéré comme structure principale.

Cette accrétion proportionnelle à la masse pour les halos principaux ainsi que le déficit important constaté pour les sous-structures sont parfaitement lisibles en figure 3.5. La plage colorée (logarithmique et normalisée) décrit le comportement du taux d'accrétion en fonction de l'estimateur M_{acc} (défini en section 3.3.2). Les points gris, accompagnés de leurs dispersions, s'appuient sur la définition M_{vir}. Ces deux estimateurs de masse présentent, pour cette relation en particulier, un très bon accord. Les trois cadrans supérieurs présentent la relation effective pour les halos principaux, les trois cadrans inférieurs sont dédiés aux sous-structures. Trois époques sont sondées, $z \simeq 0.0,\ 1.0,\ 6.0$ respectivement de gauche à droite. Les mesures effectuées sur les résultats de notre simulation N-corps sont comparées à deux ajustements (traits pointillés et plein) proposés respectivement par Fakhouri et al. (2010) (Eq. 2) et Ceverino et al. (2010) (Eq. 7). On constate, pour les structures principales, et malgré une forte dispersion aux faibles taux d'accrétion, un très bon accord entre les différentes mesures. Comme constaté sur l'arbre de fusion (Fig. 3.4), les sous-structures ne font pas l'objet, en raison de leurs immersion, de processus d'accrétion importants. Cette accrétion diffuse étant marginale, elle ne présente pas de corrélation franche avec la masse de la structure.

3.3.2 Un nouvel estimateur : M_{acc}

Retour sur les estimateurs standards

La section 2.3.2 aborde les définitions de deux estimateurs de la masse des halos de matière noire. Le premier M_{fof} est construit à partir de la liste de l'ensemble des particules (≥ 20) identifiées dans la structure. La masse étant alors donnée par le produit du nombre de particules listées, par la masse élémentaire m_{cdm} (Eq. 2.14). La seconde masse, dite du Viriel M_{vir}, restreint le nombre de particules à l'ensemble de celles respectant le théorème du Viriel (Eq. 2.12). De part cette

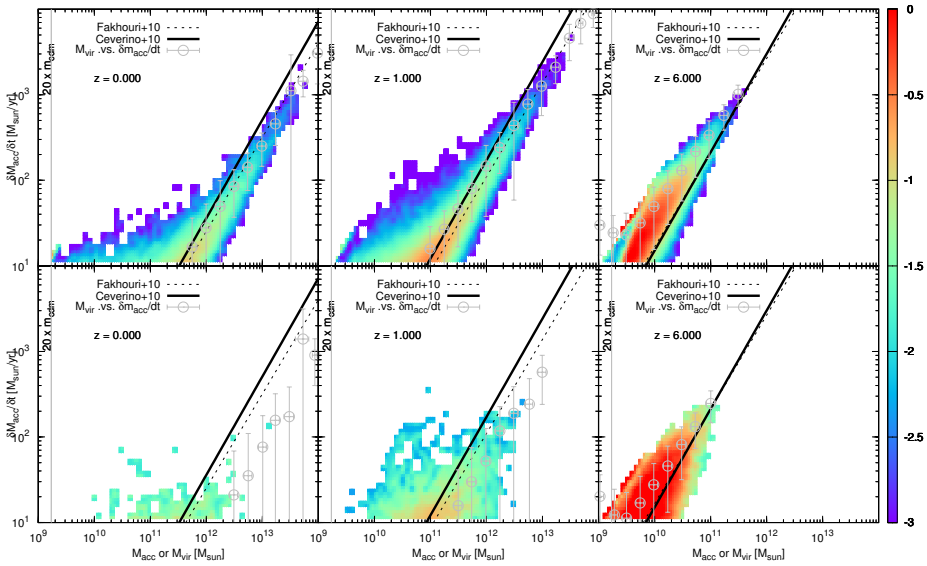


FIGURE 3.5 – Evolution du taux d'accretion diffus de matière noire $\delta m_{acc}/dt$ en fonction de la masse de la structure. La plage colorée (logarithmique et normalisée) décrit le comportement en fonction de M_{acc}. Les points gris, accompagnés de leurs dispersions, s'appuient sur la définition M_{vir}. Ces deux estimateurs de masse présentent, pour cette relation, un très bon accord. Les trois cadrans supérieurs présentent la relation pour les halos principaux, les trois cadrans inférieurs sont dédiés aux sous-structures. L'analyse prend en compte l'ensemble des structures identifiées aux trois époques ($z \simeq 0.0,\ 1.0,\ 6.0$). La ligne grise verticale représente la limite de résolution en masse $20 \times m_{cdm}$. Les relations tracées ici sont comparées à deux ajustements (traits pointillés et plein) mesurés respectivement par Fakhouri et al. (2010) (Eq. 2) et Ceverino et al. (2010) (Eq. 7). Malgré une dispersion relativement importante pour les faibles taux d'accrétion, la relation mesurée dans notre simulation est, pour les halo principaux et a bas redshift ($z < 2$) en bon accord avec ces deux études. On peut tout de même noter que l'accord est sensiblement meilleur avec l'ajustement proposé par Fakhouri et al. (2010) (ligne pointillée). A plus grands décalages spectrals, on note, vis-à-vis des deux ajustements, une déviation significative du taux d'accrétion, vers des valeurs plus grandes. Comme argumenté dans le corps du texte, les halos principaux présentent des taux d'accrétion diffuse proportionnels à leurs masses. Pour les sous-structures, malgré une accrétion diffuse relativement importante à hauts redshifts ($z \simeq 6$), elles ne présentent ensuite qu'une accrétion marginale, de moins en moins importante. Cette tendance est liée à leur immersion au sein de structures plus massives et donc de tailles plus importantes qui recueillent donc les particules d'accrétion diffuse en provenance de l'extérieur.

définition, on a : $M_{vir} \leq M_{fof}$.

L'estimateur M_{fof} s'appuie sur une analyse du champ de densité et plus particulièrement sur la distance inter-particules (d_{fof}). En raison de cette approche spatiale, le regroupement de particules est plus ou moins stable. La définition de sa périphérie est assujettie à un critère dont l'application stricte fait qu'une particule s'éloignant ou se rapprochant un peu d'une structure est identifiée, ou non,

dans le halo. On est confronté ici à un effet de bruit lié au caractère discret de la masse (particules). L'estimateur M_{vir} limite cet effet en imposant le respect du théorème du Viriel. C'est pourquoi les modèles de formation des galaxies utilisent préférentiellement ce second estimateur.

M_{acc} : Définition

On propose ici une troisième définition de la masse du halo s'inscrivant dans une volonté de *diminuer le phénomène de bruit* en s'appuyant sur la notion d'intégrale des quantités de matière accrétée par les halos. A partir de la définition d'accrétion diffuse donnée précédemment, on construit progressivement, en suivant l'arbre de fusion, l'estimateur M_{acc} suivant :

$$\mathcal{H}^n : M^n_{acc} = \underbrace{\sum m^{\star}_{cdm}}_{\delta m_{acc}} + \underbrace{\sum_i M^{n-1}_{acc,i}}_{progeniteurs} \tag{3.13}$$

Selon cette expression, à l'instant t_n, la masse d'un halo $\mathcal{H}^n$ est constituée d'une part des particules d'accrétion diffuse référencées à cet instant : δm_{acc} et, d'autre part de la somme des masses ($M^{n-1}_{acc,i}$) des progéniteurs identifiés à l'instant précédent du halo $\mathcal{H}^n$. Bien entendu, la construction est progressive, la masse des progéniteurs étant elle-même constituée de ces deux termes. On parcourt ainsi la structure d'arbre à partir des halos originaux qui n'ont, par définition, aucun progéniteur. Cette définition pourrait être qualifiée *d'historique* du fait que, dans ce cas, la masse n'est plus une définition *instantanée* mais s'appuie sur l'historique de l'accumulation de ces particules d'accrétion diffuse.

Propriété fondamentale

Cet estimateur (M_{acc}) possède, par construction, une propriété fondamentale : la masse M_{acc} d'une structure ne peut que croître. Chaque particule accrétée vient ajouter sa masse à celle déjà cumulée. Les coalescences de structures font également croître cette masse, intégrée sur l'histoire de la structure et de ses progéniteurs. M_{acc} estime donc la masse de matière noire accumulée progressivement, ou du moins, ayant transitée momentanément par la structure et ce sans n'avoir jamais été identifiée dans aucune autre structure apparentée précédemment. Cette propriété particulière des particules d'accrétion diffuse est très importante, cette masse, vierge de toute structuration, sera par la suite (Chapitre 4) reliée à la quantité de

gaz baryonique primordial, n'ayant pas encore participé à la formation des galaxies et qui alimente progressivement ces dernières.

A l'inverse, les deux estimateurs précédents, M_{fof} et M_{vir} peuvent présenter des fluctuations. En effet, un nombre différent de particules peuvent être identifiées successivement dans une même structure. On peut citer les effets de marée, liés aux interactions gravitationnelles, qui peuvent arracher des particules à une structure au profit d'une autre, généralement plus massive. Ainsi, M_{fof} peut décroître. En parallèle, ces mêmes mécanismes peuvent déstabiliser une structure. Il en résulte que le groupe de particules, respectant le théorème du Viriel, peut se réduire, M_{vir} pouvant donc décroître. Nous détaillons ces différences importantes entre ces estimateurs dans les sections suivantes.

3.3.3 Comparaison entre les différents estimateurs

La figure 3.6 propose une comparaison entre les différents estimateurs de la masse que sont M_{fof}, M_{vir} et M_{acc}. Cette figure reporte suivant l'axe des abscisses la masse M_{acc}, l'axe des ordonnées porte lui M_{fof}, M_{vir}. La relation matérialisée par la plage de couleur (logarithmique et normalisée) relie M_{acc} et la masse du Viriel M_{vir}, déduite de la contrainte issue du théorème éponyme. Les points gris, accompagnés de leur dispersion, tracent eux, la relation entre M_{acc} et M_{fof}. Les trois cadrans supérieurs regroupent les mesures effectuées sur les halos principaux. Les trois cadrans inférieurs sont dédiés aux sous-structures. La diagonale décrit la relation $M_{acc} = M_{vir}$(ou M_{fof}). Les deux références grises, verticale et horizontale, marquent la masse de résolution $20 \times m_{cdm}$.

Le cas des halos principaux

Dans un premier temps, on remarque que l'équivalence entre les trois estimateurs de la masse (M_{fof}, M_{vir} et M_{acc}) est assurée pour les halos principaux, à bas redshift ($z < 2$) et principalement dans le domaine des hautes masses $M > 10^{10.5} M_{\odot}$. Cela signifie que la masse accrétée tout au long de l'histoire de la structure (incluant celle reçue par ses progéniteurs) est très proche de celle identifiée instantanément dans le champs de densité (M_{fof}), mais aussi très proche de la masse stabilisée, respectant le théorème du Viriel (M_{vir}).

Les choses se compliquent un peu à plus faible masse ($M < 10^{10.5} M_{\odot}$). Dans ce domaine, la relation présente une dispersion plus marquée, principalement au profit de l'estimateur M_{acc}. Ainsi, la masse dite du Viriel étant plus faible, une première

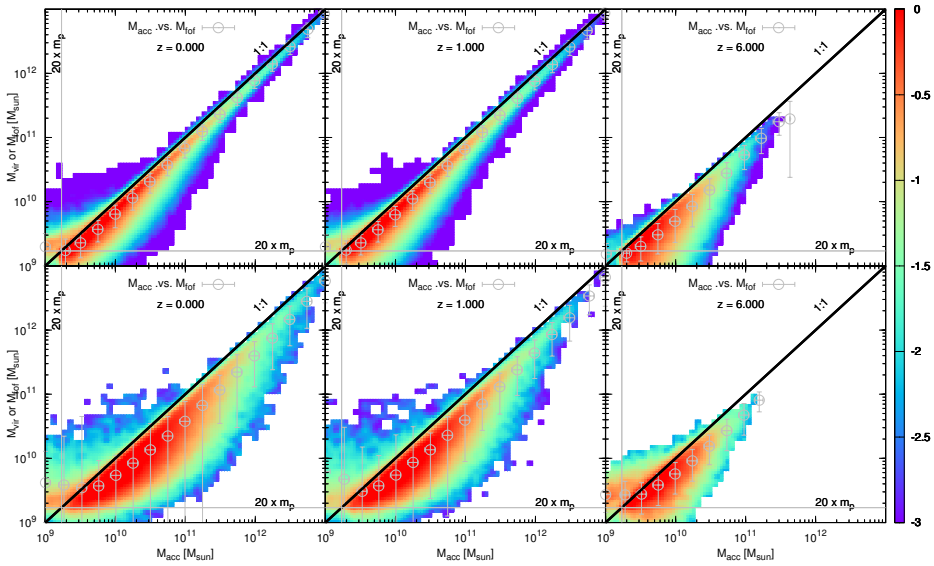


FIGURE 3.6 – Comparaison des différents estimateurs de masse, M_{fof}, M_{vir} et M_{acc}. L'axe des abscisses porte l'estimateur M_{acc} défini précédemment (Eq. 3.13). L'axe des ordonnées référence les valeurs pour M_{vir} et M_{fof}. La relation matérialisée par la plage de couleurs (logarithmique et normalisée) relie M_{acc} et M_{vir}. Les points gris, accompagnés de leur dispersion tracent la relation entre M_{acc} et M_{fof}. Les trois cadrans supérieurs regroupent les mesures effectuées sur les halos principaux. Les trois cadrans inférieurs sont dédiés aux sous-structures. La diagonale décrit la relation $M_{acc} = M_{vir}$(ou M_{fof}). Les deux références grises verticale et horizontale marquent la masse de résolution $20 \times m_{cdm}$. On remarque premièrement que, dans le cas des halos principaux, à bas redshift, la corrélation entre les trois estimateurs est bonne, surtout à haute masse $M > 10^{10.5} M_{\odot}$. Toujours pour les halos principaux, mais à plus petite masse $M < 10^{10.5} M_{\odot}$, la relation présente une dispersion plus marquée et systématique au profit de l'estimateur $M_{acc} > M_{vir}$. La masse dite du Viriel étant plus petite, cela signifie qu'une partie seulement, probablement le cœur de la structure, respecte le théorème d'équilibre. Une fraction de la masse totale accrétée, depuis la formation de la structure, n'est donc pas encore stabilisée. Le phénomène est d'autant plus marqué que l'époque est reculée ($z >> 1$). Deuxièmement, pour les sous-structures, la corrélation est beaucoup moins marquée, voire absente. L'estimateur M_{acc} donne très majoritairement une masse plus élevée que ces deux homologues M_{vir} et M_{fof}. De plus, la dispersion est beaucoup plus importante. Ceci s'explique par le fait que M_{acc} intègre la masse accrétée au cours de l'ensemble de l'évolution du halo. C'est une grandeur strictement croissante. Or, les sous-structures, lors de leur immersion sont amenées à perdre une fraction de leur masse dynamique, par épluchage progressif (*stripping*), au profit généralement de leur halo hôte. Plus la sous-structure perd de la masse, plus l'écart entre les deux estimateurs se creuse. La comparaison de ces deux masses est un bon indicateur de l'importance de ce phénomène dynamique.

explication peut tenir dans le fait que seulement une partie, probablement le cœur de la structure, respecte le théorème d'équilibre. Une fraction de la masse totale accrétée par la structure et ses progeniteurs n'est alors pas encore stabilisée. Une deuxième explication serait qu'une partie de la masse diffuse accrétée, et donc

comptabilisée définitivement dans M_{acc}, ne fasse plus partie prenante du halo. Cette masse a été arrachée à la structure (temporairement peut-être) pour des raisons de dynamique gravitationnelle. Il est alors important de préciser que la masse M_{acc} reste pertinente dans le fait quelle intègre l'ensemble de la masse ayant transitée par cette structure. Cette accrétion de matière noire canalise généralement du gaz baryonique, qui alimente lui le cœur de la structure. Dans ce cas, même si la masse instantanée (M_{fof} ou M_{vir}) de matière noire décroît, cela n'est pas systématiquement relié à une perte de masse baryonique, surtout si celle-ci est structurée en une galaxie au centre du halo. Nous y reviendrons plus en détails dans le chapitre 4.

Processus d'épluchage des sous-structures

Les valeurs élevées de M_{acc}, vis-à-vis des deux autres estimateurs, M_{fof} et M_{vir}, sont encore plus marquées dans le cas des sous-structures (cadran inférieur, figure 3.6). L'explication est alors à rechercher dans la définition même de l'estimateur M_{acc}, ainsi que dans un certain nombre de processus affectant les sous-structures. Pour toutes structures, l'évolution de M_{acc} est strictement croissante. De plus, les halos identifiés en tant que sur-densités locales sont soumis à des processus bien particuliers. Leur immersion, au sein d'une structure plus massive, entraîne un processus d'épluchage dynamique [3]. Les sous-structures perdent de la masse au profit de leur hôte. Plus ce phénomène est important et plus l'écart entre les estimateurs est important.

La figure 3.7 reporte l'évolution du rapport $log_{10}(M_{acc}/M_{vir})$, sur les cinquante branches les plus massives d'un arbre de fusion. Les branches se terminant par des phases sous-structures présentent une forte augmentation de ce rapport. Or, nous avons vu précédemment (Fig. 3.4) que l'accrétion diffuse, portée par les sous-structures, est généralement décroissante, très faible, voire, dans la majorité du temps, inexistante. M_{acc} reste donc constante durant une phase sous-structure. Ainsi, si M_{acc} reste stable, une telle augmentation progressive du rapport, indique que la masse stable M_{vir} décroît. Le halo est déstabilisé, la masse progressivement perdue au profit du halo hôte.

Cette même figure (3.7) permet également de visualiser le très bon accord entre les deux estimateurs, M_{acc} et M_{vir}, pour la grande majorité des étapes d'évolution matérialisées par l'arbre de fusion. En effet, on constate que pour l'essentiel des

3. Traduction de l'anglais : *stipping*.

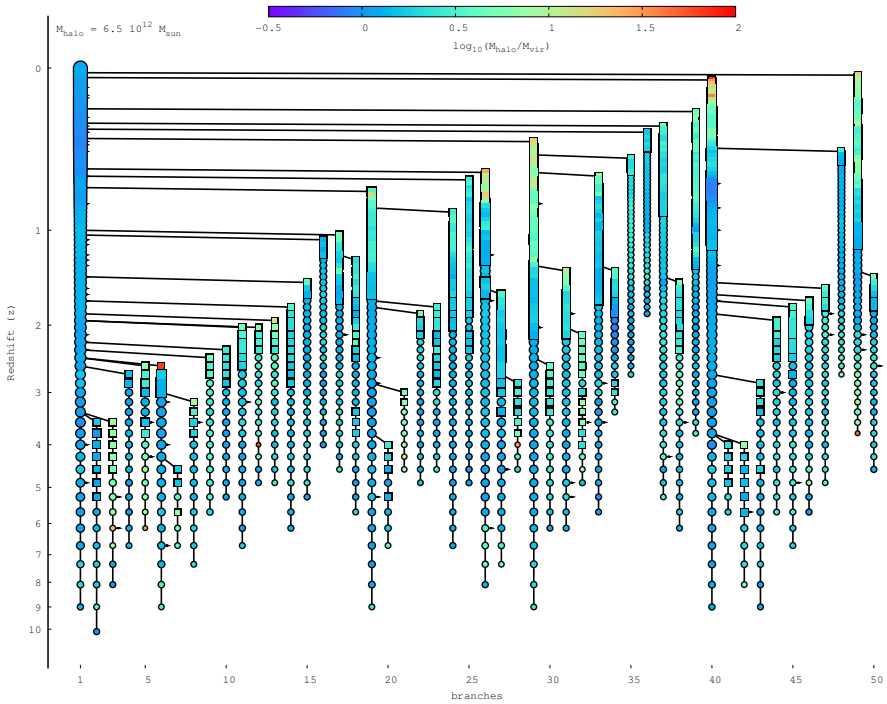


FIGURE 3.7 – Arbre de fusion traçant l'évolution du rapport $log_{10}(M_{acc}/M_{vir})$, indicateur du taux d'épluchage des sous-structures. Seul les cinquante branches les plus massives sont représentées. Les halos principaux sont symbolisés par des ronds, les sous-structures par des carrés. Le processus d'érosion des sous-halos, immergés dans une structure principale plus massive, est signé par une forte augmentation du rapport M_{acc}/M_{vir}. Par définition, M_{acc} enregistre l'accumulation de la masse accrétée par la structure et ses progéniteurs. C'est une grandeur construite sur une intégrale et strictement croissante. M_{vir} renseigne sur la masse stable de la structure respectant le théorème du Viriel. Nous avons vu précédemment (Fig. 3.4) que l'accrétion diffuse, portée par les sous-structures, est généralement décroissante, très faible, voire, dans la majorité du temps, inexistante. M_{acc} reste donc constante durant une phase sous-structure. Ainsi, si M_{acc} reste stable, une augmentation progressive du rapport M_{acc}/M_{vir} indique que la masse stable M_{vir} décroît. Cette augmentation est clairement visible sur l'ensemble des branches terminant leur évolution par une phase sous-structure. On constate également que la très grande majorité des halos principaux présente un rapport $M_{acc}/M_{vir} \simeq 1$, reflet d'une masse stabilisée très proche de la masse accrétée progressivement.

branches représentées ici, le rapport est $M_{acc}/M_{vir} \simeq 1$. Ceci indique que la masse accrétée progressivement, au cours de l'évolution d'une structure se stabilise progressivement et forme une structure de matière noire pérenne au sein de laquelle une galaxie peut se former et évoluer.

Fragmentation des halos

La comparaison des différents estimateurs de masse présentée en figure 3.6 indique également l'existence d'une population de halos pour lesquels $M_{acc} < M_{vir}$(ou M_{fof}). Cela signifie, que la structure, identifiée dans le champs de densité, regroupe un nombre de particules plus important que l'ensemble de celles listées comme étant accrétées progressivement. Selon la définition de l'accrétion diffuse, les particules qui la constitue ne peuvent *donner* leur masse, qu'une seule fois, au halo dans lequel elle sont localisées pour la première fois. Ainsi, une différence entre les estimateurs, au profit de M_{fof} ou M_{vir}, indique qu'un certain nombre de particules, identifiées dans le halo, ont été préalablement localisées dans une structure différente. Ces halos sont donc issus de la fragmentation d'autres structures. On remarque alors en figure 3.6 que ce type de structures est majoritairement issu de la population sous-structures, même si il n'en représente qu'une faible fraction.

3.4 Stabilité des halos : sélection des branches *saines*

3.4.1 Assemblage progressif des halos, matière baryonique et hypothèses fondatrices

La composition matérielle de notre Univers a été abordée dans le chapitre 2. Elle s'articule autour de la matière noire froide (cdm) et de la matière baryonique (b). Ce second constituant représente une fraction :

$$f_b = \frac{\Omega_b}{\Omega_m} = \frac{\Omega_b}{\Omega_b + \Omega_{cdm}} \simeq 0.16 \tag{3.14}$$

de la quantité de matière totale.

La matière noire, en l'absence d'interaction avec le rayonnement, se structure rapidement. Suite au découplage matière-rayonnement, les baryons sont libres de se structurer à leur tour. Ils sont alors contraints par le champ gravitationnel de matière noire. Les baryons vont donc le suivre et seront ainsi canalisés par la matière noire.

La matière baryonique dans les modèles semi-analytiques

Comme nous le détaillerons par la suite (chapitre 4), le modèle de formation et d'évolution des galaxies que je présente ici s'inscrit dans la famille des modèles

semi-analytiques hybrides. Ce type de modélisation s'appuie sur une structuration de la matière noire, extraite de simulations de type N-corps. A partir de cette évolution de la matière noire (arbre de fusion), l'application de lois analytiques ou empiriques permet de déduire les propriétés structurelles et le comportement des galaxies abritées par ces halos. L'un des points fondamentaux de cette modélisation consiste donc à relier les contenus en matière noire et en baryons d'un halo.

Il existe plusieurs estimateurs de la masse de matière noire d'une structure, nous les avons présentés précédemment. Deux d'entre eux, M_{fof} et M_{vir}, peuvent présenter des variations liées, pour l'un (M_{fof}) au caractère discret des particules représentant la masse de matière noire, pour l'autre (M_{vir}) à l'identification du groupe de particules respectant le critère de stabilité du Viriel. A cela s'ajoutent également les processus d'érosions constatés dans les sous-structures. La masse de matière noire sondée par ces deux premiers estimateurs peut donc varier sensiblement artificiellement au cours du temps.

A contrario, le troisième estimateurs, M_{acc} s'appuie sur une construction progressive de la masse du halo, basée sur une population particulière de particules, dites d'accrétion diffuse ($m^{\star}_{cdm}$). Cet estimateur n'indique pas la masse *instantanée du halo* mais intègre la quantité de matière noire accrétée par la structure par l'intermédiaire des particules n'ayant jamais été identifiées, au préalable, dans aucune autre structure apparentée. Cette matière noire peut donc être qualifiée de primordiale du fait qu'elle n'est pas issue d'une structuration pré-existante mais bien du fond non structuré de particules.

Qu'en est-il alors du contenu baryonique ? Est-il lié en permanence à celui de la matière noire ? Dans quelles proportions ? L'érosion du halo de matière noire (sous-structure) est-elle systématiquement accompagnée d'une perte de bayons ? Si oui, sous quelle forme ? Les halos issus de processus de fragmentation ont-ils un contenu baryonique identique à ceux formés à partir de matière noire n'ayant encore subit aucune structuration (particules d'accrétion diffuse, $m^{\star}_{cdm}$) ? Tant de questions qu'ils faut essayer de résoudre au mieux.

Un jeu d'hypothèses fondatrices

Afin de contraindre cette relation (matière noire/baryon) et ainsi modéliser les propriétés structurelles des galaxies et le comportement des baryons quelles contiennent, nous allons nous donner un certain nombre de règles, d'hypothèses, sur le lien effectif entre contenu baryonique et matière noire. Nous allons pour cela nous baser sur le processus d'accrétion diffuse explicité précédemment. Cette

matière noire issue du fond de particules est *vierge* de toute structuration et peut donc être associée à une matière baryonique elle même *originelle*.

Hypothèses et déductions

1) Chaque particule d'accrétion diffuse de masse $m^{\star}_{cdm}$, nouvellement identifiée au sein d'une structure, draine une masse baryonique : $m_{bar} = f(\langle f_b \rangle) m^{\star}_{cdm}$ où $f(\langle f_b \rangle) \in [0 : 1]$ est une fonction décrivant l'impact des phénomènes de photoionisation du gaz (voir 4.2.1). Suivant cette première règle, la masse baryonique transportée par les particules d'accrétion diffuse, ne peut être distribuée, comme pour la matière noire, qu'une seule et unique fois, au premier halo dans lequel la particule d'accrétion diffuse est identifiée.
2) La perte de matière noire et donc la réduction de la masse *instantanée* M_{fof} ou M_{vir} ne peux être associée à une perte directe de matière baryonique. En effet, cette dernière est assujettie à des processus de structuration et donc de confinement beaucoup plus complexes que ceux régissant la matière noire (essentiellement gravitationnelle pour cette dernière). La perte de masse baryonique reste possible (vents ...) mais doit être traitée dans le cadre de processus baryoniques bien définis et non par la simple perte de matière noire. L'alimentation en matière baryonique est donc traitée ici de manière progressive, *historique*.

3.4.2 Contenu baryonique initial et critères de stabilité.

Halos issus de la fragmentation

Si on se réfère à la première des deux règles précédentes, le cas des halos, initiant une branche d'un arbre de fusion et issu de la fragmentation d'autres structures, doit être approfondi. Comme il est mentionné précédemment ces halos particuliers sont caractérisés par $M_{acc} < M_{vir}$(ou M_{fof}) indiquant qu'une partie voire la totalité des particules de matière noire qui le composent ont été préalablement identifiées dans une autre structure. Ainsi, d'après 1), la masse baryonique transportée par ces particules n'est plus disponible car elle a déjà été attribuée. Ces halos présentent donc un contenu baryonique restreint. Nous les considèrerons alors comme inaptes à la formation d'une galaxie. Si le regroupement de ces particules est suffisamment stable dans le temps alors, naturellement, un processus d'accrétion diffus se mettra en place, alimentant ainsi la structure en baryons primordiaux. L'inaptitude d'un halo à initier la formation d'une galaxie peut être levée dès lors

que $M_{acc} \geq M_{fof} \geq M_{lim,cdm}$. Les branches concernées doivent alors être identifiées.

Les sous-structures primordiales

L'algorithme que nous utilisons pour construire les arbres de fusion (`TreeMaker` (Aubert et al., 2004; Tweed et al., 2009)) permet d'identifier les sur-densitéss *stables* inscrites dans les halos principaux. Certaines branches d'un arbre de fusion traitent, dès les premiers instants, l'évolution de telles sous-structures. L'évolution du halo, portée par ce type de branches, n'a donc jamais été différenciée de celle de son halo hôte. Comme le montre clairement la figure 3.4, l'accrétion diffuse est extrêmement faible voire inexistante dans le cas des sous-structures. Si aucune accrétion diffuse n'est mesurée, le sous-halo se place alors dans le cas précédent ($M_{acc} < M_{fof} \leq M_{lim,cdm}$) et n'est donc pas considéré comme viable à la formation d'une galaxie. Dans le cas contraire, où une accrétion diffuse est mesurée, il est alors bon de rappeler le caractère perturbé de ce type de structure. En effet, comme le présentent les figures 3.7 et 3.6, les sous-structures subissent, dans la majorité des cas, des mécanismes d'érosion liés à des effets gravitationnels forts. Il semble donc difficile pour ces structures d'abriter la formation d'une galaxie. C'est pourquoi l'ensemble des sous-halos initiant (même sur plusieurs pas de temps) une branche sont également considérés comme impropres à la formation d'une galaxie et doivent être identifiés.

Autres critères

En plus de ces deux cas particuliers, on peut se questionner sur la capacité d'une structure à héberger la formation d'une galaxie. Ce questionnement peut s'articuler sur un critère énergétique. Même si un tel critère intervient dans l'estimation de la masse dite du Viriel, on peut s'interroger sur la stabilité du regroupement des particules constituantes de la masse M_{fof}. Si l'énergie cinétique totale de la structure E_k est très supérieure à son énergie gravitationnelle E_g, alors la structure ne peut être stable et est plus certainement en cours de dislocation. On se donne alors le seuil suivant : $E_k > E_g$ pour identifier les halos instables.

3.4.3 Algorithme de sélection des branches *saines*

Devenir des branches

En s'appuyant sur les critères précédents (sous-structures, déficit en baryons et énergie totale), j'ai développé un algorithme de sélection des branches aptes à héberger la formation d'une galaxie. Ces branches, dont la majorité des halos respecte les critères de stabilité, sont conservées au sein de l'arbre. A contrario, les branches qui présentent une fraction trop importante de halos pathologiques ($> 50\%$) sont éliminées. La structuration de la matière noire qu'elles représentent est alors considérée comme une accrétion instantanée de matière sur le halo porté par la branche où elle se connecte. La structure reçoit alors un *grumeau* de matière noire auquel sera couplé par la suite une masse de baryon également non structurée.

Principe de l'algorithme

L'identification des branches inaptes à la formation des galaxies est réalisée par un algorithme s'articulant autour de plusieurs étapes. Les différents cas, issus de l'application des critères de recherche, sont répertoriés et mis en situation en figure 3.8. Le cadran gauche a) de cette figure schématise l'arbre avant le processus de nettoyage, les halos pathologiques sont colorés en noir. Le cadran droit b) représente l'arbre en sortie du processus de sélection des branches viables. C'est en réalité cette arbre, et non le précédent, qui sera utilisé pour décrire l'évolution des structures qui abriteront la formation et l'évolution des galaxies.

L'algorithme s'organise comme suit :

1- Dans un premier temps, l'ensemble des branches d'un arbre sont parcourues. Dans ces branches, les halos, identifiés dans l'un des trois cas problématiques précédents, sont référencés. Cette identification est schématisée en figure 3.8. Les halos identifiés par une croix rouge indexée 1 sont considérés comme pathologiques du fait qu'ils présentent un défaut en masse : $M_{acc} < M_{vir}$(ou M_{fof}). Ceux référencés par une croix rouge indexée 2 initient une branche mais sont identifiés en tant que sous-structures. Enfin, les halos référencés par une croix rouge indexée 3 présentent une énergie totale positive, signature d'une instabilité et d'un problème de confinement. Comme il est schématiquement représenté, ce dernier cas est en majeur partie, associé à une sous-structure, ce qui argumente d'autant plus le processus d'érosion subit par cette population de sous-halos.

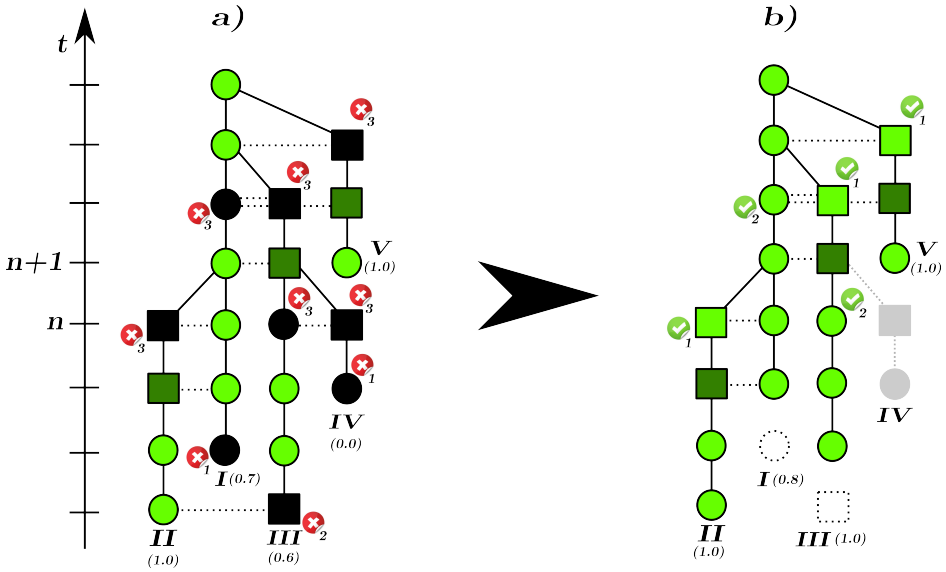


FIGURE 3.8 – Arbres de fusion schématisant les principes de sélection des branches saines d'un arbre de fusion, celles qui seront considérées comme apte à acceuillir en leur centre la formation et l'évolution d'une galaxie. Les halos principaux sont matérialisés par des ronds, les sous-structures par des carrés. Les liens les halos principaux et leurs sous-structures sont représentés par des traits pointillés horizontaux. L'arbre a) représente l'identification des halos *pathologiques* symbolisés par une coloration noire. Trois critères sont applicables. Les halos identifiés par une croix rouge indexée 1 sont considérés comme inaptes du fait qu'ils présentent un défaut en masse : $M_{acc} < M_{vir}$(ou M_{fof}). Ceux référencés par une croix rouge indexée 2 initient une branche mais sont identifiés en tant que sous-structure. Enfin, les halos référencés par une croix rouge indexée 3 présentent une énergie totale positive signature d'une instabilité et d'un problème de confinement. Les valeurs indiquée auprès de chaque branche correspond au paramètre de qualité Γ de cette branche. Le deuxième arbre b) présente le résultat de l'algoritme de sélection. Certain halos initiant une branche (I et III) sont retirés de la structure d'arbre, la formation de la galaxies débutera ainsi dans le halo *sain* suivant. Certaine branche présentant une qualité considérée comme trop faible sont déclarée impropre à al formation d'une galaxie. Le halo de matière noire dont l'évolution est porté par cette branche est alors considéré comme un *gnumeau* de matière noire accrété instantanément par le halo dont l'évolution est portée par la branche avec laquelle celle qualifiée de *morte* fusionne. C'est le cas de la branche IV.

2- Ce référencement des halos problématiques permet ensuite d'établir une mesure de la *qualité* des différentes branches de l'arbre. On rappelle qu'une branche n'est autre que la représentation continue de l'évolution d'une structure, de son apparition en tant que halo individuel jusqu'à sa fusion avec une structure plus massive. Cette mesure de qualité est réalisée sur la population des halos principaux, portée par la branche et uniquement par celle-ci. En effet, les sous-halos ne sont pas, par définition, des structures différentiables individuellement. Ils sont en fait devenues des sur-densités localisées au sein d'une structure plus massive. Ils en

subissent les effets gravitationnels. Tout ceci fait que leur caractérisation et les mesures de leurs propriétés, énergétiques en particulier se révèlent compliqués et ne doivent pas être pris comme argent comptant. L'estimateur de qualité est donc construit comme suit :

$$\Gamma = \frac{N_{good,main}}{N_{main}}$$

avec $N_{good,main}$ capitalise le nombre de halos principaux respectant l'ensemble des critères de stabilité (représenté en vert en figure 3.8.a) et où N_{main} n'est autre que le nombre total de halos principaux contenus dans la branche. Les valeurs de Γ sont adjointes à chaque branche schématisée en figure 3.8.a.

3- L'estimation de la qualité de la branche Γ permet d'effectuer un premier *nettoyage* des branches les plus instables. Ainsi, l'ensemble des halos portés par une branche, dont la qualité mesurée est inférieure à 0.5, sont définitivement considérées comme inaptes à la formation d'une galaxie. Le halo de matière noire porté par cette branche est alors considéré comme un grumeau de matière accrétée instantanément par le halo, dont l'évolution est représentée par la branche avec laquelle celle qualifiée de *morte* fusionne. Ce cas est représenté par la branche IV de l'arbre schématisé en figure 3.8. Comme majoritairement constaté dans les arbres issus de la simulation, cette branche n'évolue que sur un très petit nombre de pas de temps (ici 2). Le premier halo est issu de la fragmentation et est ensuite rapidement identifié comme étant une sous-structure d'un halo plus massif. Il est donc soumis à des contraintes très fortes.

4- Si on applique sans aucune réserve ce principe, l'ensemble des étapes d'évolutions, précédant l'identification d'un halo pathologique ainsi que les branches qui y sont reliées, devraient être rejetées. Ceci conduit à un rejet d'une très grande partie des halos et des branches associées. En effet, si l'on se réfère à l'exemple présenté en figure 3.8, seules les deux dernières structures de la branche principale (I) seraient conservées, ce qui n'est pas satisfaisant d'autant plus que deux cas majoritaires et compréhensibles se présentent. Dans le premier, le halo pathologique est en réalité un sous-halo qui, comme nous l'avons argumenté précédemment, pose certaines difficultés de définition. En second lieu, le halo responsable de la troncature des étapes précédentes de l'arbre, est isolé au sein d'une branche qui peut être qualifiée de *saine* au regard du paramètre Γ. Cette *pathologie* isolée est schématisée dans la branche principale (I) où un halo principal est déclaré instable en raison

de l'application du critère énergétique. Ce type de cas est généralement dû à une application radiale du critère faisant qu'une légère variation positive autour de la valeur charnière rend le halo incompatible avec les critères fixés. Pour remédier à ces deux cas problématiques, deux règles supplémentaires sont ajoutées :

4-1- Dans les branches restantes, ($\Gamma > 0.5$), l'ensemble des sous-structures identifiées en fin d'évolution d'une branche sont considérées comme aptes à la poursuite des processus d'évolution de la galaxie abritée par le halo. Ces dernières étapes préfigurent généralement un épisode de fusion et sont connues pour leur instabilitée.

4-2- Dans la situation des halos principaux *pathologiques* mais isolés, il faut se référer à leur évolution future. En effet, comme c'est le cas dans la branche III (Fig. 3.8), il arrive que ces halos, même s'ils sont considérés, à cet instant, comme discernables d'une autre structure, il deviennent dans nombres de cas sous-halos d'un halo plus massif au pas de temps suivant. Il se peut donc que les effets d'instabilité, constatés dans les sous-halos, contaminent déjà la structure avant même quelle ne soit identifiée en tant que telle. Pour résoudre cette situation, les halos instables, dont l'un des 3 [4] descendants sera identifié comme étant une sous-structure, ou mieux encore, un halo principal respectant l'ensemble des critères de stabilité, sera considéré lui aussi comme *sain*. Il sera en quelque sorte sauvé.

5- Suite à cette étape de *sauvetage* de halos, une seconde estimation de la qualité de la branche est réalisée. Pour l'exemple donné en figure 3.8, la valeur est reportée à côté de la numérotation des branches. Cette seconde estimation est à l'origine d'un second processus de conservation. En effet, l'ensemble des branches présentant, lors de cette seconde mesure, une qualité $\Gamma > 0.5$, sont conservées. Les halos principaux problématiques qu'elles peuvent contenir sont réhabilités. Cette réhabilitation est marginale, elle ne concerne que très peu de halos autres que ceux déjà sauvegardés par l'application des règles précédentes ***4-1*** et ***4-2***. Bien entendu, les halos présentant un défaut de masse : $M_{acc} < M_{vir}$(ou M_{fof}) (référencés par une croix rouge indexée 1) sont définitivement écartés de la sélection en plus de ceux identifiés en tant que sous-structures (référencés par une croix rouge indexée 2) lors de leur apparition.

4. La valeur 3 a été fixée afin de conserver une grande fraction des halos principaux, tout en s'assurant que les branches les plus perturbées soit définitivement éliminées. Ces constats ont été tirés suite à nos propres études visant à faire varier le nombre de descendants analysés entre 0 et 7.

L'application de l'ensemble de ces règles permet de sélectionner les branches *saines* considérées comme aptes à héberger la formation et l'évolution d'une galaxie. Les branches *mortes* sont alors considérées comme accrétion instantanée de matière noire, accrétion supportée par le halo auquel la branche est connectée. La grande majorité des branches rejetées par l'algorithme de sélection sont généralement de petites branches, évoluant sur 1, 2 ou 3 pas de temps et qui sont principalement constituées de sous-structures ne respectant pas le principe de stabilité énergétique. Il semble donc cohérent de retirer ces courtes branches aux cœur desquelles la formation d'une galaxie aurait été mis en défaut par des processus gravitationnels forts et complexes.

3.4.4 Conséquences et effets de la sélection des branches

L'algorithme décrit précédemment sélectionne, ou plus exactement retire un certain nombre de branches des arbres de fusion construits à partir de simulations N-corps. Ces branches sont considérées, sous certaines hypothèses, comme impropres à la formation et à l'évolution des galaxies. On peut alors se questionner sur l'impact de ce rejet sur la statistique globale mais également sur l'effet de sélection engendré sur telle ou telle propriété des halos de matière noire.

Fraction de halo conservés en nombre, en masse

Le cadran principal de la figure 3.9(a) présente la fraction, en nombre, des halos conservés par le processus de sélection. Les courbes noire, bleue et verte sont dédiées respectivement à la totalité des halos, aux halos principaux et aux sous-structures. On constate qu'une grande majorité des structures principales est conservée lors de la sélection. Les 10% éliminés sont constitués de deux populations distinctes. L'une d'elles regroupe les halos issus de la fragmentation présentant donc un défaut de masse : $M_{acc} < M_{fof}$. Ces structures sont identifiées en début de branche. L'alimentation en baryons sera déclenchée aux pas de temps suivants, dès lors que la masse diffuse accrétée dépassera la limite imposée $M_{lim,cdm}$. Les branches concernées sont ainsi rabotées de quelques pas de temps (voir branche I en Fig. 3.8). La seconde s'articule autour de quelques halos principaux dispersés aux cœurs de branches très courtes constituées majoritairement de sous-structures, très instables et donc rejetées. Dans ces cas là, les halos principaux ne représentent qu'une ou deux étapes de ces brèves histoires tourmentées (voir branche IV en

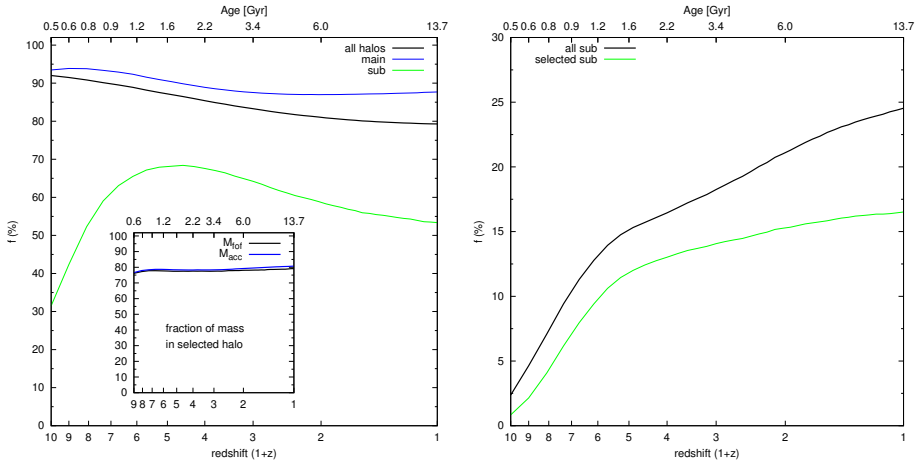


FIGURE 3.9 – Le cadran principal de la vignette gauche (a) présente l'évolution, avec le temps, de la fraction de halos conservés. Les trois courbes, noire, bleue et verte sont dédiées respectivement à l'ensemble des halos, aux halos principaux et aux sous-structures. On constate que la fraction de halos principaux sélectionnés avoisine en permanence les 90%. Les 10% éliminés sont constitués de deux populations distinctes. La première regroupe les halos issus de la fragmentation, présentant un défaut de masse : $M_{acc} < M_{fof}$. La seconde s'articule autour de halos principaux dispersés au sein de branches très courtes (1-4 pas de temps) dont les membres sont très rapidement identifiés en tant que sous-structures énergiquement très instables. Les halos principaux ne représentent alors qu'une ou deux étapes de ces branches tourmentées. La faible fraction de sous-structures conservées indique, elle, un rejet beaucoup plus important pour ce type particulier de halos. N'excédant jamais 70%, elle chute même à moins de 50% à grand décalage spectral ($z > 8$). Les objets écartés constituent une famille de sous-structures, membres exclusifs de très petites branches évoluant dans l'environnement proche de halos principaux plus massifs. Ces branches sont éliminées en raison de la forte influence gravitationnelle exercée par les halos hôtes, mais également par le fait du très faible taux d'accrétion diffuse mesuré sur ces sous-structures. On estime alors que le très court temps d'évolution, ajouté à la très faible quantité de baryons pouvant être drainée jusqu'au cœur de ces sous-halos, n'est pas compatible avec la formation d'une galaxie. Ces branches seront considérées comme accrétion instantanée de matière noire à l'instant de leur connexion. Le cardan intérieur de la vignette gauche (a) indique la fraction de masse conservée par le processus de sélection. Celle-ci reste à un niveau constant proche de 80%. Les deux courbes marquent les valeurs pour deux des estimateurs, la masse instantanée viriélisée M_{vir} et la masse intégrée d'accrétion M_{acc}. Aucune différence significative ne peut être relevée entre les deux estimateurs. La vignette de droite (a) présente la fraction de sous-structures identifiées avant et après le processus de sélection. La présence d'un grand nombre de petites branches, constituées intégralement de sous-structures instables, entraîne une forte diminution de la fraction de sous-structures dans les branches sélectionnées. Les sous-structures restantes constituent les dernières étapes, pré-coalescence de branches plus stables et plus massives.

Fig. 3.8). La courbe verte du cadran principal de la figure 3.9(a), dédiée à la fraction de sous-structures conservées, indique un rejet beaucoup plus important pour ce type particulier de halos. On constate que jamais plus de sept halos sur dix sont conservés, la fraction chute même à moins de 50% à grand décalage spectral

($z > 8$). Ces sous-halos expulsés constituent un groupe, constituant exclusif de petites branches dépourvues donc de halos individualisés (principaux) et présentant un temps d'évolution avant fusion très court (1-4 pas de temps en général). Ces sous-halos, évoluant dans l'environnement immédiat de structures plus massives, et s'étant eux-mêmes formés en leurs cœurs, subissent de fortes contraintes gravitationnelles, raison pour laquelle ils présentent majoritairement une énergie totale positive et un *spin*, λ, plus élevé que la population standard. En plus de ces instabilités, il s'ajoute le fait du très faible, voire inexistant, taux d'accrétion diffuse mesuré sur ces sous-structures. Ce dernier, couplé à la courte vie de ces branches, ne permet pas de drainer suffisamment de baryons pour amorcer la formation d'une galaxie. Ces branches sont rejetées. Le halo de matière noire, dont l'évolution est portée par cette branche *morte*, est assimilée à un processus d'accrétion instantanée à l'instant de sa connexion.

Le cadran intérieur de la figure 3.9(a) indique la fraction en masse conservée dans les branches sélectionnées. Le niveau est constant et affiche une valeur très proche des 80%. Les 20% écartés sont principalement issus de la multitude de petites branches instables constituées majoritairement de sous-structures formées dans l'environnement immédiat de halos plus massifs. Cette masse n'est pas pour autant définitivement rejetée. Elle constitue une accrétion de matière noire se présentant sous la forme de grumeaux de matière assimilée par les halos auxquels les branches *mortes* sont connectées. De plus, même si aucune galaxie ne pourra se former et évoluer le long de ces branches, le grumeau de matière noire qu'elles représentent drainera une masse de baryons non-structurés dans la proportion dictée par le modèle d'accrétion baryonique (voir 4.2). Les deux courbes de cette figure sont dédiées à deux des estimateurs de la masse, le premier M_{vir} mesurant la masse structurée et stabilisée identifiée dans le champ de densité, le second, M_{acc} intégrant la masse issue du processus d'accrétion diffuse. Aucune différence significative n'est observable entre ces deux estimateurs. Cela signifie que la sélection regroupe des structures formées et structurées, dont la masse est équivalente à celle accrétée, en provenance du fond, au fil du temps par les halos.

La figure 3.9(b) regroupe les évolutions avec le redshift (ou avec l'âge de l'Univers) de la fraction de sous-structures identifiée dans les arbres, et ce avant et après le processus de nettoyage. On constate ici également qu'une part non négligeable de la population de sous-halos est rejetée. A haut redshift, la fraction baisse de quelques pourcents, $\simeq 2.5\% \rightarrow \simeq 1\%$. En revanche elle passe de $\simeq 25\%$ à moins de $\simeq 15\%$ à l'époque actuelle ($z \simeq 0$). Là aussi, c'est la forte proportion des

petites branches, constituées de sous-structures, retirée des arbres qui produit ce résultat. La population de sous-structures restante constitue les dernières étapes, pré-coalescence des halos. Cette spécificité est clairement visible sur les différents arbres de fusion présentés précédemment (Figs. 3.7, 3.5 ou encore 3.1).

Fonction de masse des halos de matière noire

La figure 3.10 regroupe les fonctions de masse $\phi(m)dm$ des halos de matière noire mesurées à trois époques différentes $z = 0.0,\ \simeq 2.0$ et $\simeq 6.0$ pour les halos principaux (cadrans supérieurs) et sous-halos (cadrans inférieurs). Ces fonctions de masse sont construites à partir des deux estimateurs, M_{vir} (tracés bleu) et M_{acc} (tracés vert) caractérisant respectivement la masse stabilisée et l'intégrale de l'accrétion diffuse supportée par la structure et l'ensemble de ses progéniteurs.

Pour chaque époque et chaque famille de halos, on distingue la fonction de masse construite sur l'ensemble de la population (trait plein), les branches sélectionnées (tirets) et enfin la population de halos écarté par le processus de sélection (points). La masse de résolution $M_{fof} > M_{lim,cdm}$ est matérialisée par la référence verticale grise. Les trois flèches horizontales de taille croissante marquent les niveaux de densité, relatifs au volume simulé ($V_{box} \simeq 150^3\ Mpc^3$, Table 3.1), pour respectivement 10, 100 et 1000 halos.

Au travers de ces différentes fonctions de masse sondant différentes époques, l'émergence de structures de plus en plus massives apparaît clairement. Les structures de faible masse, présentes au époque reculées ($z > 6$), donnent progressivement naissance, par l'intermédiaire des processus de fusion, à des halos de plus en plus massifs.

Ces fonctions de masse, peuplant des régimes de masse de plus en plus élevée, présentent, pour les halos principaux et dans ce régime des hautes masses $M > 10^{12}\ M_{\odot}$, une très bonne consistance entre les deux estimateurs M_{vir} et M_{acc}. Cela signifie que les halos massifs présentent une masse stabilisée M_{vir} en parfaite adéquation avec les quantités de matière accrétée en provenance du fond. La masse accrétée par la structure au cours de son histoire est donc progressivement stabilisée. Ce processus de stabilisation explique l'augmentation progressive, avec le redshift, mais également entre les faibles et les hautes masses, de l'écart entre ces deux estimateurs. La masse accrétée par une structure de faible masse à grand redshift rejoint, dans les temps suivants, le cœur de masse stable d'une structure plus âgée et plus massive.

Pour les trois époque sondées, $z = 0.0,\ \simeq 2.0$ et $\simeq 6.0$, aucune différence si-

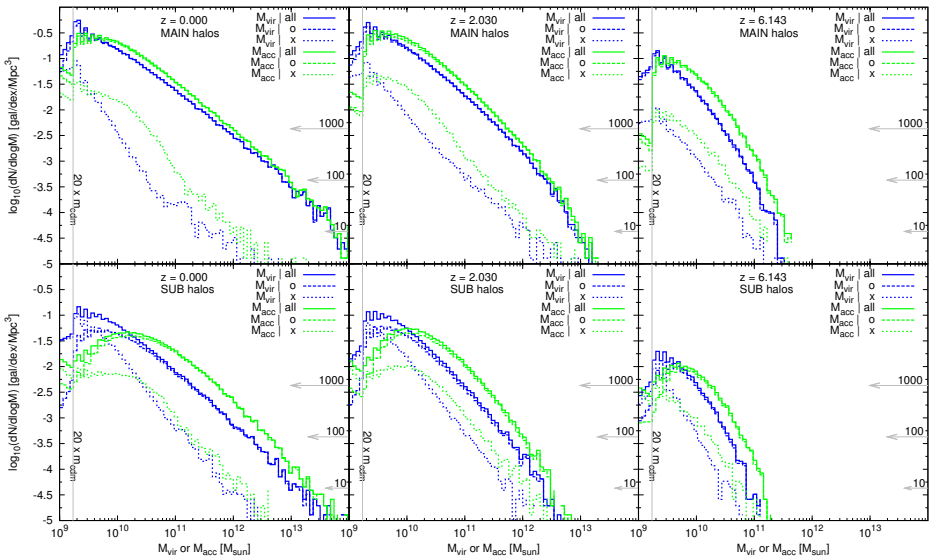


FIGURE 3.10 – Fonctions de masse des halos de matière noire mesurées à trois époques différentes, $z = 0.0$, $\simeq 2.0$ et $\simeq 6.0$, distribuées de gauche à droite. Les cadrans hauts et bas sont dédiées respectivement aux halos dit principaux et aux sous-structures. Pour chaque vignette, les courbes bleues tracent les fonctions mesurées à partir de l'estimateur M_{vir}, alors que les fonctions représentées par les courbes vertes s'appuient sur l'estimateur intégrant l'accrétion diffuse, M_{acc}. Les trois styles de tracés distinguent les fonctions de masse calculées sur la totalité des halos identifiés (ligne pleine), des halos sélectionnés (tirets) et des halos rejetés (points). La référence verticale grise marque la limite en résolution des halos $M_{fof} > M_{lim,cdm}$. M_{vir} et M_{acc} mesurant respectivement la masse stabilisée et la masse accrétée en provenance du fond, ces deux estimateurs peuvent aboutir à des valeurs inférieures à cette limite. Les trois flèches grises verticales indiquent les niveaux de densité, relatifs au volume simulé (Table 3.1), pour respectivement 10, 100 et 1000 halos. On constate que, pour les structures principales, plus le redshift diminue et plus, dans le domaine des hautes masses $M > 10^{12}\ M_{\odot}$, les deux estimateurs sont consistants. La masse stabilisée M_{vir} est donc en parfaite adéquation avec la quantité de matière accrétée. Toujours pour les halos principaux, à plus haut redshift et également pour les masses, $M < 10^{12}\ M_{\odot}$, le processus de stabilisation n'étant pas achevé, à abondance fixée $\phi(m)dm$, les structures présentent une masse stabilisée plus faible que celle accrétée progressivement. Enfin, pour les trois époques sondées et les deux estimateurs, aucune différence significative n'est observable entre la fonction de masse issue de la sélection et celle regroupant l'ensemble des halos identifiés. La fonction de masse des halos principaux rejetés indique qu'ils sont majoritairement de faible masse. De plus, le fort écart constaté entre les deux estimateurs prouve que pour une abondance fixée $\phi(m)dm$, ils présentent une masse stabilisée beaucoup plus faible que celle accrétée progressivement. Concernant les sous-structures, l'écart est plus significatif entre les deux estimateurs. La fonction de masse issue de l'estimateur M_{acc} traduit une histoire d'accrétion plus importante que ne le laisse apparaître la masse instantanée. Il s'agit de la signature des processus d'érosion subit par ces sous-halos. Même si la différence entre la fonction de masse construite sur la totalité des sous-halos et celle estimée suite à la sélection n'est pas significative, elle demeure plus importante que celle constatée pour les halos principaux, surtout à faible masse. En revanche, la constatation ne dépend pas du choix de l'estimateur. La population des sous-structures est donc plus touchée par la sélection que celle des halos principaux.

gnificative n'est observable entre la fonction de masse issue de la sélection et celle regroupant l'ensemble des halos identifiés. La fonction de masse de ces halos *pathologiques*, matérialisée en figure 3.10 (par la ligne poitillée) confirme la faible fraction de masse portée par ces halos. Une comparaison entre les deux estimateurs indique que, pour une population de halos d'abondance $\phi(m)dm$ fixée, la masse accrétée intégrée sur l'histoire du halo M_{acc} est plus important que ne laisse transparaître la masse instantanée M_{vir}. Cet écart, aux détriments de M_{vir}, est beaucoup plus marqué que dans la population de halos principaux sélectionnée. Ceci peut signifier deux comportements. Soit l'ensemble de la masse accrétée fait bien partie intégrante de la structure mais ne respecte pas dans son intégralité le critère de stabilité. Soit une partie de cette masse, ayant appartenue à un moment au halo n'en fait plus partie. Cette masse ayant été arrachée. Le caractère intégral de l'estimateur M_{acc} garde alors trace de cette accrétion passée. A contrario, M_{vir} ne mesurant que la masse instantanée stable, il ne peut faire état de cette masse.

La comparaison des fonctions de masse dédiées aux sous-structures pour les deux estimateurs,M_{vir} et M_{acc}, démontre un comportement différent de celui observé pour les halos principaux. En effet, pour une abondance fixée $\phi(m)dm$, l'écart entre les deux estimateurs est bien plus conséquent et ce, systématiquement en faveur de masse accrétée intégrée. Alors que le faible écart observé pour les halos principaux pouvait être assimilé à un processus de stabilisation progressive d'une masse effectivement présente dans la structure, dans le cas des sous-structures, il signe ici le résultat des mécanismes d'érosion. Une partie de la masse ayant transitée par la structure, et donc prise en compte par M_{acc}, s'est vue arrachée à la structure au profit généralement du halo hôte, plus massif, au sein duquel la sous-structure a plongé. Pour cette population de sous-structure, la différence entre la fonction de masse issue de la sélection et celle réalisée sur l'ensemble des sous-structures identifiées est, là aussi, un peu plus marquée. L'écart est plus prononcé aux petites masses $M < 10^{10} M_{\odot}$. La fraction de sous-halos rejetée est en effet, comme argumenté précédemment, plus importante que celle affectant les halos principaux. L'explication tient dans le fait que les sous-halos ont une forte tendance à rompre le confinement gravitationnel.

Distribution du paramètre de *spin*, λ

Le paramètre de *spin* (λ) jouera un rôle important dans la suite du développement des processus baryoniques. Comme il a été abordé précédemment (Sect. 3.2.3, Eq. 3.8), cette grandeur caractérise la dynamique de la structure de matière noire au

travers de son moment angulaire, de sa masse M_{fof} et de son énergie totale. Même si, pour les halos stables, présentant une énergie totale négative, la fonction de distribution de ce paramètre est centrée sur une valeur relativement basse, $\lambda_0 \simeq [0.03, 0.04]$, et possède une dispersion également faible, il n'en n'est rien pour les structures d'énergie totales positives, proches de la dislocation. Pour de tels cas, les valeurs du paramètre de spin peuvent être très grands ($\lambda > 10$), la largeur de la distribution étant également fortement accrue.

Un premier regard sur les distribution présentées en figure 3.11 permet tout de suite de constater la différence entre ces deux cas. Cette figure regroupe les mesures de la distribution du paramètre de *spin* pour trois époque différentes $z = 0.0$, $\simeq 2.0$ et $\simeq 6.0$ distribuées de gauche à droite. Les cadrans supérieurs regroupent les distributions mesurées pour l'ensemble des halos principaux (courbes bleues) et des sous-structures (courbes vertes). A contrario, les cadrans inférieurs sont dédiés à l'analyse effectuée sur les halos et sous-halos issus du processus de sélection. La symbolique différencie les halos stables, présentant une énergie totale négative (traits pleins) des halos instables (traits pointillés). On remarque directement que la largeur de la distribution des halos *pathologiques* est d'autant plus grande que le redshift diminue. Les sous-halos sont les principales structures touchées. L'apparition de cette population instable est progressive. Alors qu'aucun, ou très peu, de halos principaux sont concernés à un redshift $z \simeq 6$, une population conséquente est identifiée localement $z \simeq 0$. La comparaison entre les deux séries de cadrans, haut et bas, permet de constater l'efficacité de l'algorithme de sélection et la pertinence des règles qui lui sont associées. En effet, même si une population instable est toujours présente, son importance en nombre à considérablement diminuée, et ce d'autant plus que le redshift est bas. Les largeurs des distributions sont également fortement réduites, principalement pour les sous-structures identifiées à $z = 0$. Alors que les très hautes valeurs de *spin* prises par les sous-structures locale, $z \simeq 0$, pouvaient poser des problèmes dans la structuration des disques, les distributions obtenues après sélection sont tout à fait acceptables et cohérentes avec les processus d'érosion affectant ces sous-halos. Pour conclure ce chapitre, on pourra remarquer que les caractéristiques de la distribution de *spin* pour la population de halos principaux sélectionnés mais demeurant *pathologiques* est très similaire à celle des sous-structures dans le même cas. Ceci laisse à penser que, même si ces halos ont été identifiés individuellement, ils subissent très vraisemblablement les mêmes effets que ceux constatés sur les sous-structures. On peut ajouter qu'ils constituent généralement, au sein d'un arbre de fusion, les étapes intermédiaires entre les halos

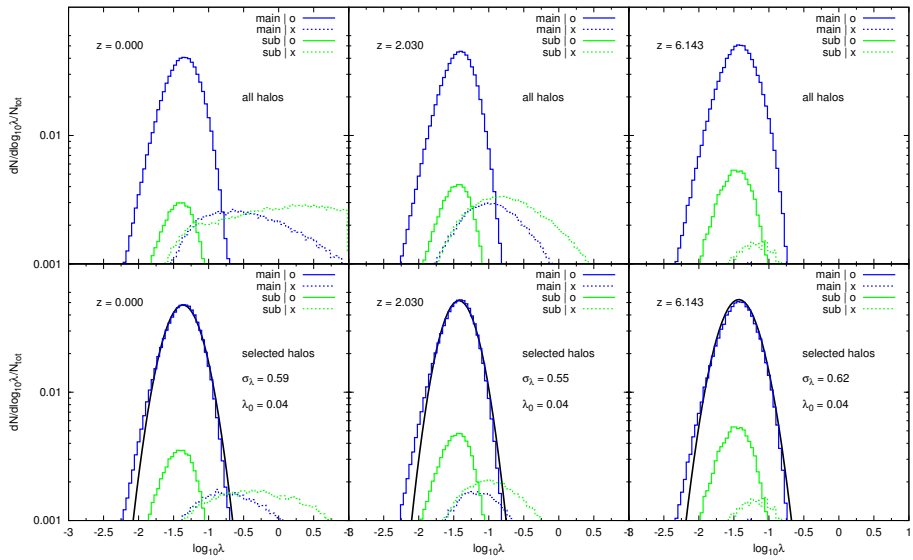


FIGURE 3.11 – Fonction de distribution du paramètre de Spin. Trois époques sont représentées, $z = 0.0$, $\simeq 2.0$ et $\simeq 6.0$, distribuées de gauche à droite. Les cadrans supérieurs regroupent les distributions mesurées pour l'ensemble des halos principaux (courbes bleues) et des sous-structures (courbes vertes). Les cadrans inférieurs sont dédiés à l'analyse effectuée sur les halos et sous-halos issus du processus de nettoyage. La symbolique différencie les halos stables, présentant une énergie totale négative (traits pleins) des halos instables (traits pointillés). Les paramètres σ_λ et Λ_0 présentés dans les cadrans inférieurs désignent la largeur et le centroïde de la distribution (*log-normale*) des halos principaux sélectionnés. La très large distribution du paramètre de *spin* pour les halos *pathologiques* est clairement visible. Celle-ci est d'autant plus large que le redshift diminue. Les sous-halos sont les principales structures touchées. On constate également l'apparition progressive, en nombre, de ces structures énergétiquement instables. Alors qu'aucun, ou très peu, de halos principaux sont concernés à un redshift $z \simeq 6$, une population conséquente est identifiée localement $z \simeq 0$. La comparaison entre les deux séries de cadrans, haut et bas, permet de constater l'efficacité de l'algorithme de sélection et de la pertinence des règles qui lui sont associées. En effet, même si une population instable est toujours présente, son importance en nombre a considérablement diminuée. Les largeurs des distributions sont également fortement réduites, principalement pour les sous-structures identifiées à $z = 0$. Les caractéristiques de la distribution de *spin* pour la population de halos principaux sélectionnés *pathologiques*, très similaire à celle des sous-structures laisse à penser que, même si ces halos ont été identifiés individuellement, ils subissent très vraisemblablement les mêmes effets que ceux constatés sur les sous-structures. Ils constituent généralement, au sein d'un arbre de fusion, les étapes intermédiaires entre les halos stables et les sous-structures préfigurant une fusion prochaine.

stables et les sous-structures préfigurant une fusion prochaine.

Prêt pour les baryons !

L'algorithme de sélection des branches permet donc de discerner les branches qui sont, suivant le jeu de règles présenté précédemment, susceptibles d'abriter,

de façon cohérente, la formation et l'évolution d'une galaxie. A présent, les arbres de fusion sont construits, leurs analyses approfondies ont permis de définir un certain nombre de grandeurs, telles leurs masses, leurs dimensions caractéristiques, leur paramètre dynamique. Toute cette structuration explicitée et hiérarchisée de la matière noire est alors prête à servir de cadre à la mise en place du modèle permettant la prise en compte des baryons, constituant essentiel des galaxies.

Chapitre 4

Mais que font les baryons ?

Un mathématicien peut dire tout ce qu'il veut, mais un physicien se doit d'être raisonnable.

- Josiah Willard Gibbs (1839-1903)

Résumé

Alors que les deux chapitres précédents s'attachaient à décrire l'évolution temporelle des propriétés et des relations entre les halos de matière noire, ce chapitre s'articule sur les processus fondateurs de la formation et l'évolution d'une galaxie. Tout au long de ce chapitre, les mécanismes liés à la matière baryonique seront abordés dans une trame historique, de l'alimentation du halo en gaz frais (Sect. 4.2) aux phénomènes de couplage entre la galaxie et son environnement proche (Sect. 4.5). La première section (Sect. 4.1) traite du protocole de couplage, entre matière noire et baryons, mis en place dans le modèle au travers des deux cas d'évolution possibles : le processus séculaire durant lequel la galaxie évolue de manière isolée sans interaction avec ses consœurs puis, le cas plus complexe, faisant intervenir des évènements de fusion entres halos et donc entres galaxies. La seconde section (Sect. 4.2) entre au cœur des processus d'alimentation du halo. Y sont abordés les mécanismes de régulation de cette accrétion cosmologique (photo-ionisation). Puis, le paradigme de l'accrétion bimodale, se structurant autour de deux phases, l'une froide et l'autre chaude, sera décrit. Cette description en deux composantes est l'une des premières modifications apportées dans le nouveau modèle décrit ici. La section suivante (Sect. 4.3) pose les règles de l'alimentation en gaz du centre du halo. Ce flux est un acteur essentiel de la formation et de l'évolution de la galaxie. C'est au sein de cette section que le modèle de condensation du gaz chaud sera développé. Ensuite, la section principale de ce chapitre (Sect. 4.4) aborde les mécanismes participant à la formation et à l'évolution d'une galaxie. L'émergence d'un disque de gaz, structuré sous l'effet du halo de matière noire, initie la formation. Ce disque de gaz peut être assujetti à des instabilités gravitationnelles. Ces dernières sont traitées dans le cadre d'un nou-

veau modèle basé sur la formation, la migration et la dislocation de grumeaux de gaz géants appelés clumps. La galaxie, évoluant au gré des rencontres, un bulbe de gaz et d'étoiles se forme progressivement en son centre. Il peut alors héberger la formation et l'évolution d'un trou noir super-massif qui participera à la régulation de la formation stellaire dans la galaxie. Bien entendu, au sein de ces deux composantes principales, que sont le disque et le bulbe, le gaz est convertit progressivement en étoiles dans un rythme lié à la dynamique de cette même composante. Enfin, la dernière section (Sect. 4.5) aborde les processus dit de rétro-action. L'activité de la galaxie, et en particulier les supernovae et le trou noir qu'elle abrite, sont responsables de la production d'un flux de gaz chaud (assimilable à un vent), qui participe au développement et à l'évolution de l'atmosphère chaude formée dans l'environnement direct de la galaxie. En modifiant ses propriétés, métaux, densité, température, le flux de gaz chaud impacte directement le taux de condensation du gaz contenu dans cette phase chaude. Ce couplage entre l'environnement proche et la galaxie bouleverse le rythme d'évolution de cette dernière. Un cycle de rétro-action est ainsi formé. La dernière section aborde donc ces mécanismes pour les supernovae et le trou noir central. La nouvelle modélisation s'appuie sur des règles simples de conservation d'énergie, appliquées dans le but de suivre, au cours du temps, la température et la densité moyenne de cette atmosphère chaude. La section et le chapitre se termine alors par une comparaison de ce nouveau modèle de régulation avec un modèle standard de la littérature.

Sommaire

4.1 Halos de matière noire et schéma d'évolution du contenu baryonique 144

4.1.1 Couplage matière noire/baryon 144

4.1.2 Schémas d'évolution 145

4.1.3 Une galaxie semi-analytique 149

4.2 Construire l'accrétion extérieure de baryon 150

4.2.1 Quantifier l'accrétion baryonique, impact des processus de photo-ionisation 151

4.2.2 Une accrétion bimodale 156

4.3 Processus d'alimentation du cœur du halo 163

4.3.1 De la chute libre du gaz froid 163

4.3.2 ... A la condensation radiative de la phase chaude . . . 164

4.3.3 Bilan du taux d'alimentation du cœur du halo 171

4.4 Formation et évolution d'une galaxie 176

4.4.1 Les grandes étapes de la formation et de l'évolution d'une galaxie 176

4.4.2 Galaxies : une origine sous la forme d'un disque de gaz . 180

4.4.3 Instabilités dans le disque, formation de *clumps* 190

4.4.4 Les fusions entre galaxies 198

4.4.5 Bulbes et galaxies elliptiques 202

4.4.6 La formation stellaire 206

4.4.7 Bilan des échanges 210

4.5 Les processus de rétroaction 211

4.5.1 Origines des éjecta 211

4.5.2 Expression des taux d'éjection 212

4.5.3 Suivi thermique de l'atmosphère chaude 217

4.5.4 Couplage du vent et de la phase chaude pré-existante . 220

4.5.5 Fraction d'échappement 222

4.5.6 Retour sur l'activité du trou noir central 226

4.5.7 Comparaison au modèle de Somerville et al. (2008) . . . 230

4.1 Halos de matière noire et schéma d'évolution du contenu baryonique

4.1.1 Couplage matière noire/baryon

Les deux chapitres précédents ont développé le principe des arbres de fusion. Ces derniers traduisent l'évolution et la structuration de la matière noire. Ils permettent de suivre et de quantifier la croissance en masse des halos et mesurer l'alimentation continue de ces halos en matière noire diffuse. Mais il ne s'agit là que de la matière noire ! A l'évolution des halos, hôtes de la formation et de l'évolution des galaxies, doit être à présent adjointe une modélisation de la matière baryonique.

Le choix du modèle semi-analytique hybride ...

Le modèle présenté ici s'inscrit dans le cadre des modèles semi-analytiques hybrides. Il s'attache à ajouter à la structure de matière noire, extraite d'une simulation N-corps, un contenu de baryons. Ce contenu baryonique évolue progressivement au rythme, et sous la gouverne, de lois analytiques ou empiriques. Bien que les caractéristiques structurelles de la matière noire influencent fortement le devenir de la masse baryonique, l'inverse n'est en aucun cas possible. Il s'agit là d'un point essentiel qu'il ne faut pas oublier. En effet, les arbres de fusion sont a priori construits et rien ne peut modifier leurs propriétés ou leurs évolutions. La matière baryonique n'a pas d'impact. Ce découplage du traitement matière noire/baryon peut être argumenté sous deux axes. i) La matière baryonique ne représente qu'une faible fraction du contenu matériel de notre Univers ($\simeq 0.18$, Fig. 2.3 Eq. 3.14). On peut donc supposer que son influence gravitationnelle sur les halos de matière noire est limitée. De plus, ii) les baryons réagissent à l'interaction électromagnétique, il produisent et subissent les effets du rayonnement, ce qui n'est pas, par définition, possible pour la matière noire. Cette deuxième constatation limite d'autant plus le couplage entre les deux types de matière. Cependant, il semblerait que l'impact des processus baryoniques sur la structure des halos de matière noire ne soit pas nul. Comme il sera détaillé par la suite, des mécanismes d'éjection de matière en provenance de la galaxie évoluant au cœur du halo peuvent se mettre en place rapidement. Ces vents, générés par l'explosion des étoiles massives ou l'activité des trous noirs massifs produit un flux de matière d'intensité variable qui peut traverser le halo de matière noire. De récentes simulations hydrodynamiques (e.g. Ogiya & Mori, 2011; de Souza et al., 2011; Macciò et al., 2012), qui permettent

de suivre conjointement matière noire et matière baryonique et donc de suivre leur couplage réciproque, tendent à montrer que les modifications cycliques du potentiel gravitationnel engendrées par ces phénomènes d'éjection peuvent entraîner, à terme, une modification du profil de densité central des halos. Bien entendu, cet effet s'appliquent préférentiellement aux structures peu massives. Malgré cela, le découplage entre matière noire et baryons, ajouté à l'application de lois analytiques ou empiriques, à la place de la résolution des équations de l'hydrodynamique, donnent aux modèles semi-analytiques hybrides l'avantage du temps de calcul. En effet, ces modèles étant plus rapides dans leur exécution, ils permettent de prendre en considération de grands volumes d'Univers et de tester un grand nombre de configurations et de paramétrisations.

... inspiré des résultats hydrodynamiques

En revanche, malgré la volonté affichée dans ces travaux de s'approcher au plus près d'une modélisation physique réaliste, il va de soi que cette dernière ne peut atteindre celle permise par les simulations hydrodynamiques. C'est pourquoi je me suis attaché, tout au long de mes travaux, à développer un modèle s'articulant autour des derniers résultats produits et analysés en sortie de ce type de simulations. Cette inspiration hydrodynamique tient, par exemple, dans le caractère bimodal de l'accrétion baryonique, couplée à celle de la matière noire, mais également dans la nouvelle modélisation des instabilités de disques que je propose. Cette dernière s'appuie sur la fragmentation en grumeaux de matière appelés *clumps* qui se forment puis migrent au travers du disque pour rejoindre son centre.

4.1.2 Schémas d'évolution

La structure d'arbres de fusion cristallise les liens de parenté établis entre les halos de matière noire et leurs sous-halos identifiés à des instants successifs de la simulation. Ainsi, les propriétés et les caractéristiques de ces halos de matière noire ne sont quantifiées qu'à ces instants précis de l'évolution. Les intervalles de temps $\Delta t_n : n-1 \rightarrow n$, séparant deux de ces instants, sont qualifiés de pas de temps principaux. Pendant Δt_n, deux situations se posent. i) Soit un halo H identifié à l'instant n est le descendant d'un seul halo identifié à l'instant précédent $n-1$, l'évolution est alors qualifiée de passive. ii) Soit le halo H toujours identifié à l'instant n est issu d'un processus de fusion entre plusieurs progéniteurs $(h_1 \dots h_k)$ identifiés à l'instant $n-1$. On parle dans ce cas d'une évolution avec fusion. Ces

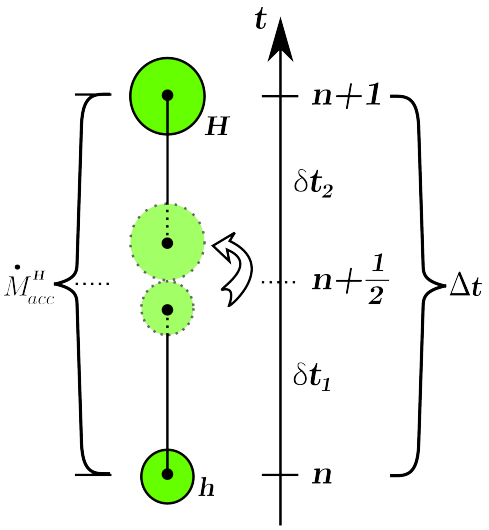


FIGURE 4.1 – Schéma d'évolution dite passive d'une structure. Ici, le contenu baryonique évolue continûment entre le halo h et son descendant direct H. On distingue ce cas des configurations de fusion où un descendant H a plusieurs progéniteurs h_i. L'évolution s'effectue sur une durée Δt mesurée entre les deux instants n et $n+1$. C'est à ces deux instants, et à ces deux instants seulement, que les propriétés de la matière noire sont quantifiées. Dans l'intervalle, le halo a accumulé une quantité δM_{acc} de masse de matière noire que l'on considère comme étant accrétée continûment à un taux $\dot{M}^H_{acc}$. Le couplage entre contenu baryonique et matière noire est scindé en deux sous-pas de temps $\delta t_1 = \delta t_2 = \Delta t/2$. La galaxie est évoluée durant δt_1 sous les contraintes imposées par les propriétés de matière noire du halo h. Puis, la galaxie poursuit son évolution durant δt_2 en suivant les propriétés du halo H.

deux cas sont explicités plus en détails dans les deux paragraphes suivants.

Le cas de l'évolution passive

Ici, un halo H n'a qu'un seul et unique progéniteur h. Le schéma d'évolution est décrit en figure 4.1. Il s'articule comme suit. Durant l'intervalle de temps Δt, le contenu baryonique de la structure doit être évolué sous la contrainte de la matière noire. Pour ce faire, le pas de temps principal Δt est divisé en deux : $\delta t_1 = \delta t_2 = \Delta t/2$. La galaxie hébergée par le halo, ainsi que le contenu baryonique non structuré l'accompagnant, sont évolués durant δt_1 en suivant les contraintes imposées par les caractéristiques de la matière noire mesurées pour le halo h. Ensuite, pour le reste du pas de temps δt_2, les processus baryoniques régissant l'évolution s'appuient sur les propriétés de masse et de temps dynamiques mesurées sur le halo H.

Au cours de son évolution, le halo de matière noire peut croître en masse. Il accumule de la masse noire diffuse [1] A cette masse s'ajoutent également les halos de matière noire issus des branches rejetées par l'algorithme de nettoyage décrit au chapitre précédent. Ainsi, pour chaque structure, l'ensemble des halos, décrits par les branches *mortes* qui lui sont rattachées, est considéré comme un processus d'accrétion exceptionnel. Toute cette masse nouvelle est considérée comme étant accrétée continûment, à un taux $\dot{M}^H_{acc}$, durant l'intégralité du pas de temps Δt.

1. Cette masse diffuse est constituée des particules d'accrétion diffuse ($m^\star_{cdm}$) nouvellement identifiées au sein du halo H.

Cette accrétion en matière sombre draine une masse de baryons *frais* qui alimentera tout d'abord l'environnement immédiat de la galaxie puis la galaxie elle-même.

Le cas des fusions de halos

Le second cas est plus complexe. En effet, il fait intervenir plusieurs acteurs. Le halo H identifié à l'instant n est le résultat d'une fusion entre plusieurs progéniteurs $(h_1 \dots h_k)$ identifiés à l'instant précédent $n-1$. A cette fusion s'ajoute, comme pour l'évolution passive, le gain en masse extérieure (accrétion diffuse + halos *morts*) δm_{acc}.

La figure 4.2 présente le cas simple d'une fusion ne faisant intervenir que deux progéniteurs. Des cas plus complexes, avec plus de progéniteurs, sont également possibles. La fusion des halos h_1 et h_2 ainsi que celle des galaxies qu'ils contiennent s'est déroulée durant l'intervalle Δt_i. Pour simplifier, mais également pour des raisons de transfert de masse entre structures et sous-structures hébergées par des branches différentes, les évènements de fusion sont considérés comme se produisant à l'instant $n + 1/2$. Le pas de temps principal est donc, comme dans le cas d'une évolution passive, scindé en deux parties d'égale durée $\delta t_1 = \delta t_2 = \Delta t/2$. Chaque galaxie, avec son environnement baryonique, est évoluée séparément sous les contraintes imposées par la matière noire quantifiée pour son halo hôte h_i. A l'instant $n + 1/2$, les contenus baryoniques des progéniteurs, comprenant les galaxies, sont fusionnés. Ce processus est régi par un certain nombre de règles abordées plus tard (Sect. 4.4.4). Ensuite, durant δt_2, la galaxie résultant de la fusion ainsi que son environnement sont évolués en prenant en considération les propriétés de la matière noire du halo descendant H.

Toujours en suivant l'exemple présenté en figure 4.2, les choses se compliquent un peu lorsqu'il s'agit de prendre en compte l'accumulation de la masse nouvelle, durant le pas de temps Δt_i. En effet, comme pour l'évolution passive, on considère que cette masse, δm_{acc}, en provenance du fond et des halos issus des branches *mortes*, est accumulée continûment à un taux $\dot{M}_{acc}^{H}$, durant l'intégralité du pas de temps Δt_i. Or, cette accrétion continue doit être distribuée sur les progéniteurs h_1 et h_2 du halo H. Pour ce faire, le taux $\dot{M}_{acc}^{H}$ est réparti sur les deux branches portant les halos h_1 et h_2. On construit donc les taux d'accrétion $\dot{M}_{acc}^{h_1 \to H}$ et $\dot{M}_{acc}^{h_2 \to H}$ supportés respectivement par les halos h_1 et h_2 et ce, aux proratas des taux d'accrétion ($\dot{M}_{acc}^{h_1}$ et $\dot{M}_{acc}^{h_2}$) mesurés durant Δt_{i-1} sur ces deux halos.

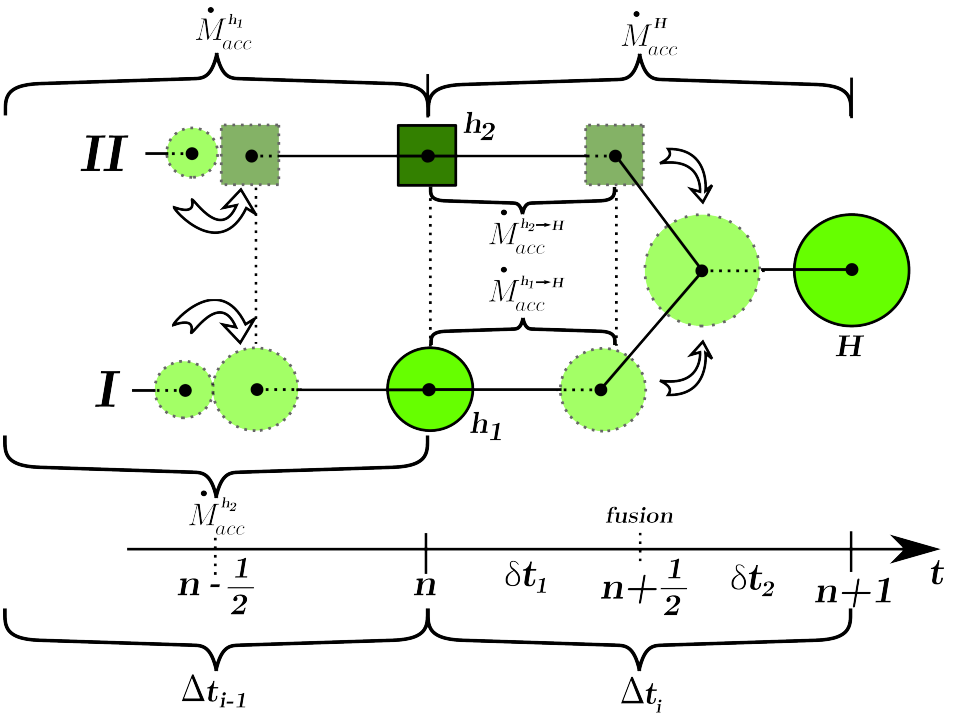


FIGURE 4.2 – Schéma d'évolution d'une structure issu d'un processus de coalescence. Ici, le halo H, identifié à l'instant $n+1$, est issu de la fusion de deux halos, h_1 et h_2, identifiés à l'instant n. La fusion des halos ainsi que des deux galaxies qu'ils contiennent s'est produite durant l'intervalle Δt_i. On considère alors que la fusion intervient à l'instant $n+1/2$. Ainsi, comme dans le cas de l'évolution passive, l'évolution est scindée en deux. Durant δt_1, les galaxies formées aux cœurs des deux progéniteurs h_1 et h_2 sont évoluées séparément. A l'instant $n+1/2$, les contenus baryoniques des deux progéniteurs, et donc les galaxies, sont fusionnés instantanément. Ces processus sont régis par un certain nombre de règles abordées dans la section 4.4.4. Les évolutions de la galaxie rémanente et de son environnement de baryons se poursuivent alors durant δt_2 et ce, dans le cadre imposé par les caractéristiques de la matière noire du halo H. Ce dernier regroupe bien entendu l'essentiel de la masse de ces deux progéniteurs, h_1 et h_2, mais il accumule généralement, en plus, une quantité δm_{acc} de matière noire issue d'un processus d'accrétion diffuse et de la prise en compte des branches *mortes* qui s'y connectent. Cette masse nouvelle est alors considérée comme étant accrétée continûment, à un taux $\dot{M}_{acc}^{H}$, durant l'intégralité du pas de temps Δt_i . L'accrétion de cette matière noire et des baryons qui lui sont attachés doit être distribuée, durant δt_1, aux progéniteurs h_1 et h_2. Pour ce faire, le taux $\dot{M}_{acc}^{H}$ est répartie sur les deux branches ($\dot{M}_{acc}^{h_1 \to H}$, $\dot{M}_{acc}^{h_2 \to H}$), aux proratas des taux d'accrétion ($\dot{M}_{acc}^{h_1}$ et $\dot{M}_{acc}^{h_2}$) mesurés durant Δt_{i-1} sur les deux halos h_1 et h_2. Dans la situation présentée ici, ces deux structures sont issues d'une évolution passive.

Priorité aux sous-structures !

Comme le présente la figure 4.2, les progéniteurs d'un halo H peuvent être de types différents : h_1 est un halo principal alors que h_2 est identifié comme étant une

sous-structure du halo h_1 (relation matérialisée par un trait pointillé). Par la suite (Sect. 4.5.5) seront abordés les échanges possibles de matière, issue des vents par exemple, entre sous-structures et halo principal. Pour prendre en compte, de façon cohérente, durant l'intervalle δt_1, l'expulsion de matériaux en provenance de la sous-structure h_2 au profit du halo principal h_1, il est impératif de faire évoluer les sous-structures en priorité. Ainsi, l'algorithme de construction des arbres de fusion (`TreeMaker` (Aubert et al., 2004; Tweed et al., 2009)) permet l'identification de six niveaux de sous-structure, inscrites les unes dans les autres. Pour permettre de faire *remonter* le matériel éjecté par la sous-structure la plus profonde jusqu'au niveau supérieur, l'évolution des halos d'un arbre s'effectue toujours des sous-structures les plus profondes jusqu'au halo principal. Ce dernier recueille donc ainsi, avant sa propre évolution, l'intégralité de l'information transmise par l'ensemble des sous-structures qu'il abrite.

4.1.3 Une galaxie semi-analytique

Différents objets ...

Dans le cadre d'un modèle semi-analytique, les galaxies formées ne sont pas des objets matérialisables comme celles modélisées dans les simulations hydrodynamiques. Leurs composantes sont décrites par l'intermédiaire d'un certain nombre de réservoirs, un pour le gaz froid, un autre pour le gaz chaud, un troisième pour prendre en compte les populations stellaires etc. A ces différents réservoirs sont adjointes les propriétés fondamentales associées à la composante qu'ils décrivent, à savoir, la masse, la taille caractéristique, la vitesse de rotation, de dispersion etc. Chacune des composantes d'une galaxie peut donc être vue comme un objet interagissant avec celles qui composent avec elle la galaxie et son environnement. Le chapitre 5 s'attache à décrire en détails cette structuration objets et la structure algorithmique qui lui est attachée.

... en constante relation

Tout au long de la description du modèle, les processus d'évolution pris en compte seront traduits par la mise en place d'un certain nombre de taux de transfert (en masse) entre ces différents réservoirs. La méthode de résolution des équations différentielles, régissant ces lois d'évolution, sera abordée dans le chapitre suivant (5). Elle s'articule autour d'un pas de temps adaptatif mis en œuvre dans le but

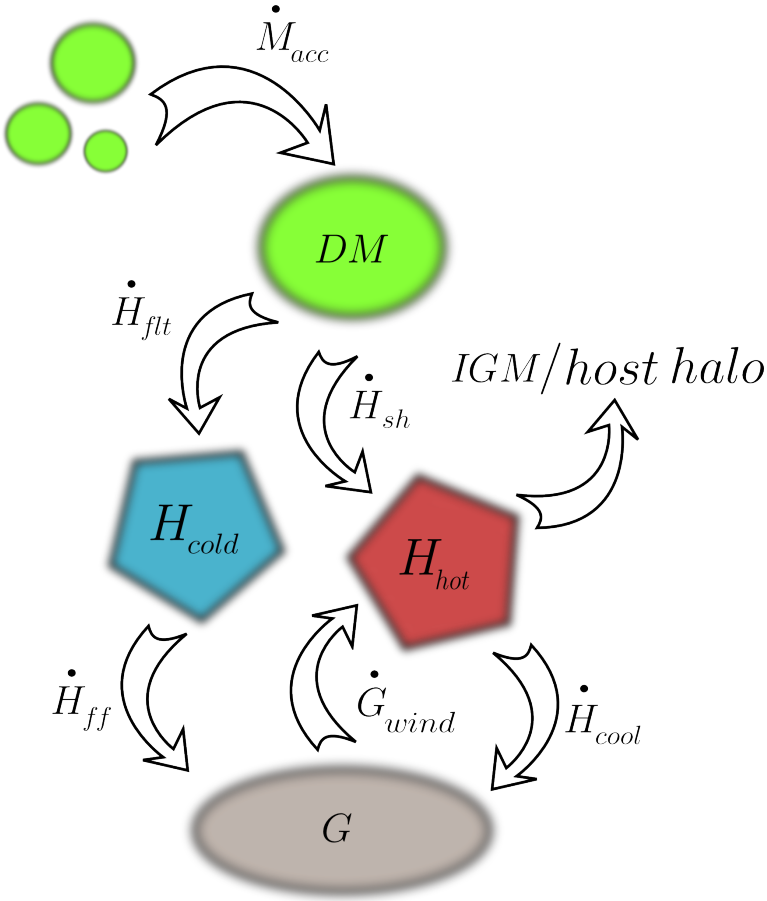


FIGURE 4.3 – Schéma des échanges entre la galaxie et les baryons de son environnement. La masse de matière noire, en provenance du fond et accrétée progressivement ($\dot{M}_{acc}$), draine une quantitée de matière baryonique qui se répartit ($\dot{\mathcal{H}}_{flt}$ et $\dot{\mathcal{H}}_{sh}$) en fonction de l'époque et de la masse du halo, entre deux réservoirs distincts. Le premier $\mathcal{H}_{cold}$ modélise l'accrétion d'un gaz froid qui se structure sous forme de filaments. Le second $\mathcal{H}_{hot}$ représente le développement d'une phase chaude en équilibre dans le puits de potentiel du halo de matière noire. Le gaz accumulé sous ces deux phases s'effondre, soit directement (gaz froid : $\dot{\mathcal{H}}_{ff}$), soit après un processus de condensation (gaz chaud : $\dot{\mathcal{H}}_{cool}$) vers le centre du halo où il forme ou alimente le disque d'une galaxie, $\mathcal{G}$. Celle-ci, de par l'émergence d'un vent de gaz chaud ($\dot{\mathcal{G}}_{wind}$) produit lors des explosions de supernovae et de par le couplage d'un potentiel trou noir formé au centre avec le gaz qui l'environne, génère un cycle continu avec la phase chaude.

de respecter les temps caractéristiques de progression de chacune des composantes modélisées.

4.2 Construire l'accrétion extérieure de baryon

La construction d'un arbre de fusion matérialise la croissance en masse des structures. Tout au long de cette évolution, l'identification des particules dites d'accrétion diffuse (définition : Sect. 3.3.1) permet de mesurer la quantité de matière noire localisée dans la structure et n'ayant jamais pris part, auparavant, à l'assemblage d'un halo parent. Comme il est mentionné précédemment, cette masse particulière en provenance du fond, et non des structures pré-existantes, quantifie l'apport en matière noire *primordiale*.

De ce fait, il peut y être associé une quantité de masse baryonique elle-même *originelle*, n'ayant jamais pris part à la formation et à l'évolution d'aucune galaxie telle qu'elle soit. C'est cette hypothèse forte qui est au cœur du modèle d'accrétion baryonique mis en place dans cette thèse. Il s'agit donc de construire une accrétion *historique* et progressive en lien direct avec la mesure effectuée sur la matière noire.

4.2.1 Quantifier l'accrétion baryonique, impact des processus de photo-ionisation

Une abondance universelle

Comme nous l'indiquent les ajustements du modèle cosmologique standard avec les observations du fond diffus cosmologique, la proportion de matière baryonique ne représente que quelques pour-cents ($\simeq$ 18% : Fig. 2.3, 3.14) de la quantité totale de matière présente dans notre Univers. L'hypothèse standard consiste alors à associer, à la matière noire accrétée par le halo, un contenu baryonique dans la proportion de cette abondance Universelle, $\langle f_b \rangle$.

On peut donc, dans un premier temps, définir le taux d'accrétion de baryon effectif sur un halo $\mathcal{H}$ comme suit :

$$\dot{M}_{bar} = \frac{\Omega_b}{\Omega_b + \Omega_{cdm}} \dot{M}_{acc} = \langle f_b \rangle \, \dot{M}_{acc}$$

où $\dot{M}_{acc}$ est le taux d'accrétion de matière noire mesuré sur le halo (Figs 4.1, 4.2).

On peut alors se poser la question de l'universalité de cette relation, en fonction du temps, mais également en fonction de la masse de la structure portant cette accrétion diffuse. En effet, pour qu'une quantité donnée de matière baryonique puisse alimenter le cœur d'un halo de matière noire, il faut que ce gaz ait pu libérer, essentiellement par des processus de rayonnement, une certaine fraction de

son énergie interne et voir ainsi sa température diminuer. Pour une température suffisamment basse ($\simeq 10^4\ K$), le gaz peut ainsi être piégé dans le puits de potentiel formé autour d'une structure de matière noire. On comprend donc que i) plus le gaz environnant une structure est chaud et plus le temps lui permettant de se refroidir pourra être long, de plus, ii) plus la structure concernée par l'accrétion présentera une masse faible et plus le puits de potentiel lui étant associé sera peu marqué, limitant d'autant plus la fraction de masse pouvant s'y engouffrer. Il semble donc important d'approfondir cette relation de couplage matière noire/baryons.

Processus de photo-ionisation

Comme il sera décrit un peu plus tard, ce gaz, une fois captif du puits de potentiel, s 'effondrera au centre du halo pour y former une proto-galaxie. Au sein de cette structure de gaz s'allumeront les premières étoiles. Celles-ci, généralement très massives, produiront un fond de photons ultraviolet (UV) très intense. Ces photons possèderont une énergie telle qu'ils seront en mesure de chauffer fortement le gaz environnant la galaxie, voire même d'en ioniser une grande partie.

En parallèle de ce mécanisme de chauffage, issu des premières étoiles massives, les observations des objets primitifs montrent la formation précoce de *quasars*[2] (Meiksin & Madau, 1993). Ces objets, très lumineux tirent leur énergie de processus extrêmement énergétiques liés à la formation et à l'activité d'un trou noir (Sect. 4.4.5 Eq. 4.46). Ils agissent sur leur environnement en chauffant très efficacement et/ou ionisant le gaz qui les entourent.

On pointe ici deux mécanismes susceptibles, au delà de contrecarrer le refroidissement progressif et continu du gaz, de le réchauffer voire, pour une grande partie, de le ioniser. De fait, les modèles cosmologiques actuels, basés sur les mesures du fond diffus cosmologique, indiquent que notre Univers a connu une ré-ionisation complète de l'hydrogène qu'il contient des redshift $z \in [9-10]$ (Spergel et al., 2007; Planck Collaboration et al., 2013).

On peut alors considérer que, en simplifiant un peu les choses, pour des époques antérieures à cette ré-ionisation complète de l'hydrogène, le couplage entre matière noire et baryons s'effectuait en moyenne via l'abondance cosmologique $\langle f_b \rangle$. En revanche, une fois l'hydrogène totalement ionisé, ce couplage ne peut être que moins efficace et ce, d'autant plus que la structure est faiblement massive, celle-ci ne pouvant alors piéger qu'une faible quantité de gaz au regard de sa température

2. Acronyme issu de l'anglais QUAsi-Stellar Astronomical Radiosource pouvant être traduit littéralement comme : source de rayonnement astronomique quasi-stellaire.

moyenne élevée.

L'impact de ces mécanismes de chauffage radiatif, appelés processus de photo-ionisation, a été initialement proposé par Doroshkevich et al. (1967) puis appliqué au paradigme de la matière noire froide (CDM) par Couchman & Rees (1986), Ikeuchi (1986) ou encore Rees (1986). Une première quantification des effets de la photo-ionisation a été réalisée au travers d'une approche purement analytique par Babul & Rees (1992) ou encore Efstathiou (1992). Les premiers travaux en terme de modèle semi-analytique, présentant ces phénomènes comme étant responsables d'une forte limitation des processus d'accrétion, sont à mettre aux crédits de Kauffmann et al. (1993). Leur prise en compte s'est ensuite généralisée à l'ensemble de la communauté des modèles semi-analytiques (e.g. Somerville, 2002; Croton et al., 2006; Somerville et al., 2008; Guo et al., 2011).

Même si l'on pouvait envisager une analyse approfondie de l'énergie libérée par les premières étoiles, via leur spectres construits à partir de librairie stellaire, la prise en compte explicite de ces processus, dans le cadre d'un modèle semi-analytique hybride, semble compliquée. C'est pourquoi, il est généralement préféré pour ces modèles une approche dans laquelle la fraction de baryons $\langle f_b \rangle$, pouvant être couplée à l'accrétion de matière noire, est issue d'une paramétrisation fonctionnelle ajustée sur les résultats de simulations hydrodynamiques prenant en compte ces effets de chauffage et de génération de photons UV. Les premières simulations hydrodynamiques 3D de ce type ont été réalisées au milieu des années 90 par Quinn et al. (1996), Weinberg et al. (1997). Plus récemment, les travaux de Gnedin (2000), majoritairement utilisés, ainsi que ceux réalisés par Okamoto et al. (2008), ont poursuivi cette analyse et permettent de construire une dépendance, en redshift et en masse, de cette fraction de baryons pouvant être couplée à la matière noire.

Expression analytique moyenne

La formulation analytique la plus couramment utilisée pour exprimer cette fraction baryonique est issue des travaux de Gnedin (2000) :

$$f_b^{ph-ion}(M_h, z) = \langle f_b \rangle \left[1 + (2^{\alpha/3} - 1) \left(\frac{M_h}{M_c(z)} \right)^{-\alpha} \right]^{-3/\alpha} \tag{4.1}$$

On y retrouve la dépendance en masse du halo M_h et en redshift z. Cette expression s'articule principalement autour d'une masse de référence $M_c(z)$ appelée masse de

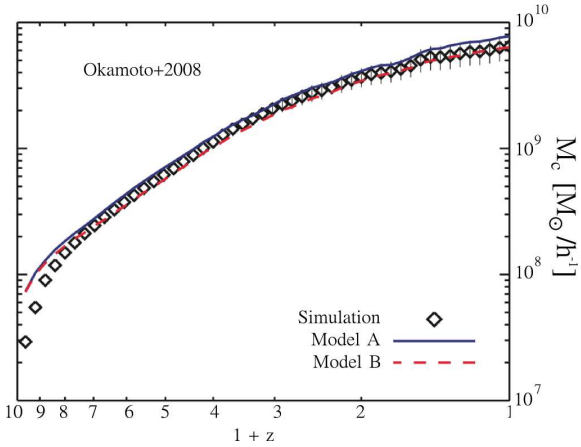


FIGURE 4.4 – Evolution avec le redshift z de la masse de filtrage. Un halo évoluant au redshift z et ayant une masse $M_c(z)$ ne peut maintenir captive qu'une fraction $\langle f_b \rangle /2$ des baryons l'environnant. On constate que cette masse croît lorsque le redshift diminue. Cette évolution est due à l'augmentation progressive de la température du milieu inter-galactique. De ce fait, les structures pouvant maintenir captif au minimum $\langle f_b \rangle /2$, doivent être, au cours du temps, de plus en plus massives. [Figure extraite de Okamoto et al. (2008)]

filtrage. Elle correspond à la masse d'une structure de matière noire évoluant à un redshift z et ne pouvant maintenir captif que la moitié des baryons présent dans son environnement. Le paramètre d'exposant α traduit, quant à lui, le caractère plus ou moins prononcé de la transition $(0 \rightarrow 1)$ de la fraction $f_b^{ph-ion}(M_h, z)/\langle f_b \rangle$.

Même si l'expression de la fraction baryonique effective (Eq. 4.1) est identique dans les différentes études, la formulation de la masse de filtrage ainsi que la valeur du paramètre α sont extraits de l'analyse de simulations hydrodynamiques différentes. Elles peuvent donc varier : par exemple, pour Gnedin (2000), $\alpha = 1$ alors que pour Okamoto et al. (2008), $\alpha = 2$. Les expressions complètes des masses de filtrage, issues respectivement des travaux de Gnedin (2000) et Okamoto et al. (2008) sont données en annexe B.

La figure 4.4, extraite des travaux de Okamoto et al. (2008), présente l'évolution, avec le redshift z, de cette masse de filtrage $M_c(z)$. On constate que cette dernière croît quand le redshift diminue. Cette tendance est due à l'augmentation progressive de la température moyenne du milieu inter-galactique. En effet, les processus de chauffage, issus des populations stellaires jeunes, mais également de l'activité des trou noirs, font augmenter progressivement cette température. La masse nécessaire et suffisante, pour qu'une structure puisse garder captive une fraction $\langle f_b \rangle /2$ de baryons, augmente donc. En effet, pour contrebalancer l'augmentation de l'énergie interne du gaz (température), le puits de potentiel doit être de plus en plus profond. Ainsi, plus le temps passe et plus les petites structures verront leur accrétion en baryons réduire pour une quantité égale de matière noire accrétée.

Expression conditionnelle

Si l'on veut prendre en compte le phénomène de re-ionization dans la modélisation de l'accrétion baryonique, il est nécessaire de faire appel à une définition conditionnelle de la fraction baryonique effective :

$$f_b = \begin{cases} f_b^{ph-ion}(M_h, z) & : \text{si } z < z_{reion} \\ \\ \langle f_b \rangle & : \text{sinon} \end{cases} \tag{4.2}$$

La figure 4.5 donne l'évolution de cette fraction baryonique effective conditionnelle en fonction de la masse de la structure M_h, mais également en fonction du redshift (code couleur). On utilise, dans ce cas, la modélisation de la masse de filtrage issue des travaux de Okamoto et al. (2008). Le redshift de ré-ionisation a de plus été posé à $z_{reion} = 9$. On constate que, pour des époques antérieures à la période de ré-ionisation, la fraction de baryons effectivement piégée par les structures est égale à la fraction universelle $\langle f_b \rangle$ et ce, pour tout le régime de masse (ligne rouge : $f_b \times (\Omega_m/\Omega_b) = 1$). En revanche, dès la ré-ionisation et jusqu'à l'époque actuelle $0 < z < z_{reion}$, les structures les moins massives voient leurs efficacités d'accrétion en baryons diminuer. Pour un redshift $z \simeq 5$ (zone verte), les halos de masse $M_h \simeq 10^8\ M_\odot$ ne peuvent retenir que 20% de la masse baryonique environnante. A ce même redshift, il faut que les halos atteignent une masse de l'ordre de $M_h \simeq 5 \times 10^9\ M_\odot$ pour pouvoir maintenir captive la totalité des baryons accrétés. Il faut ajouter que plus le redshift de ré-ionisation (z_{reion}) est élevé et plus l'impact de ce phénomène sera précoce sur les structures les moins massives.

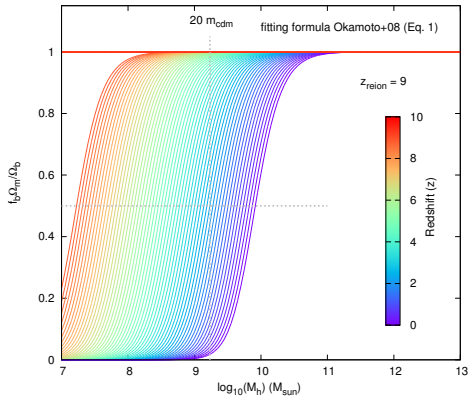


FIGURE 4.5 – Fraction baryonique effective reliant l'accrétion de matière noire à la masse de baryons retenue captive par le halo. La progression est donnée en fonction de la masse du halo M_h et du redshift (code couleur). Le redshift de ré-ionisation est fixé à $z_{reion} = 9$. On constate que pour des époques antérieures à z_{reion}, la fraction effective est égale à $\langle f_b \rangle$. Passée cette époque, l'accrétion sur les petites structures est fortement réduite. On considère que l'impact des processus de photo-ionisation est important pour $f_b = \langle f_b \rangle /2$ (référence grise horizontale). La masse minimale des halos identifiés dans notre simulation est matérialisée par l'axe vertical gris. Seuls les halos évoluant à des redshifts $z \leq 2$ sont donc concernés par la limitation de l'accrétion.

Effet de résolution

Comme il est présenté précédemment, les structures de matière noire les plus petites, pouvant être identifiées dans la simulation, ont une masse $M_{lim} \simeq 10^9\ M_\odot$ (Table 3.1). Cette masse seuil est matérialisée en figure 4.5 par la référence verticale grise. L'existence et la valeur (élevée) de cette masse de résolution font que, les seules structures identifiées dans la simulation, pouvant être affectées par ces mécanismes de photo-ionisation et présentant donc un déficit en accrétion baryonique, évoluent uniquement à bas redshift $z < 2$ (zone bleu-violet). Des paramétrisations différentes, telles celle proposée par Gnedin (2000), laissent apparaître une réduction du processus d'accrétion beaucoup plus prononcée et affecte donc des redshifts beaucoup plus grands pour cette même masse de résolution. Une comparaison des deux modèles, Okamoto et al. (2008)/Gnedin (2000) ainsi qu'une étude de leurs impacts respectifs sur la production stellaire seront présentées dans le chapitre 6.

Taux d'accrétion global de baryons durant Δt

Comme il est présenté précédemment, le taux d'accrétion de matière noire diffuse est considéré constant durant l'intégralité d'un pas de temps principal Δt (Figs. 4.1 ou 4.2). Ainsi, le taux d'accrétion global de baryons étant directement relié à celui de la matière noire, il est également établi comme constant durant cette durée. Il s'exprime à partir de la fraction baryonique effective (f_b) comme suit :

$$\dot{M}_{bar} = f_b \dot{M}_{acc} \tag{4.3}$$

où $\dot{M}_{acc}$ est le taux d'accrétion diffuse mesuré sur le halo. Durant la totalité du pas de temps, une masse :

$$M_{bar} = \dot{M}_{bar} \times \Delta t$$

sera donc piégée par le halo.

4.2.2 Une accrétion bimodale

Maintenant qu'il est possible de quantifier la masse de baryons drainée par l'accrétion de matière noire, il est important d'aborder plusieurs points. A savoir : comment cette masse, retenue par les puits de potentiels, se structure-t-elle ? Des comportements différents sont-ils envisageables en fonction de la masse de la struc-

ture ? Les simulations hydrodynamiques, développées depuis les années 2000, ont permis de répondre, en partie, à ces questions.

Phase froide, phase chaude

La mise en place de simulations hydrodynamiques, traitant de la formation et de l'évolution des galaxies dans un contexte cosmologique, a permis d'identifier deux modes d'accrétion basés sur deux structurations différentes du gaz environnant la galaxie. On peut citer, par exemple, les travaux de Kereš et al. (2005) Dekel et al. (2009a,b), Khochfar & Silk (2009), van de Voort et al. (2010) ou encore Faucher-Giguère et al. (2011).

Dans ce type de modélisation hydrodynamique, il est possible de suivre l'évolution non seulement de la structuration du champ de densité du gaz, mais également du champ de température. Dans les simulations dites *SPH*[3], il est donc possible de distinguer les populations de particules associées au gaz froid ($T \simeq 10^4\ K$) des particules associées au gaz chaud ($T > 10^5\ K$). Ainsi, les travaux de Kereš et al. (2005) révèlent des structurations particulières du champ de densité pour ces deux familles de particules *SPH*. Les instantanés des champs de densité, présentés en figure 4.6 et 4.7, permettent de visualiser ces deux structurations différentes du gaz.

Les cadrans gauches et droits de la figure 4.6 présentent la structuration du gaz autour de deux halos de matière noire de masse $M_h \simeq 10^{12}\ M_\odot$ pour deux redshifts, $z = 2$ et $z = 1$. Sur les deux vignettes du bas ne sont figurées que les particules dites *froides*, dont la température n'excède pas $T \simeq 10^5\ K$. On remarque ainsi que le gaz froid se structure sous la forme de filaments de matière pénétrant au cœur du halo de matière noire, matérialisé par un cercle indiquant le rayon du Viriel. L'analyse du comportement au cours du temps de ces filaments de matière froide semble indiquer que cette construction filamentaire s'atténue avec le redshift, au profit du développement d'une atmosphère de gaz chaud entourant la structure. En effet, comme le montrent les deux vignettes supérieures, dans lesquelles l'ensemble de la masse est représentée, une atmosphère homogène et isotrope de gaz chaud ($T \geq 10^5\ K$: particules jaunes-orangées) se forme et se développe progressivement. La formation de cette enveloppe de gaz chaud tient son origine, et son maintien, dans la formation d'un front de choc aux alentours du rayon du viriel du halo. Ces chocs sont formés en réponse à l'effondrement du gaz dans le puits de potentiel du

3. Acronyme issu de l'anglais : Smoothed Particle Hydrodynamics

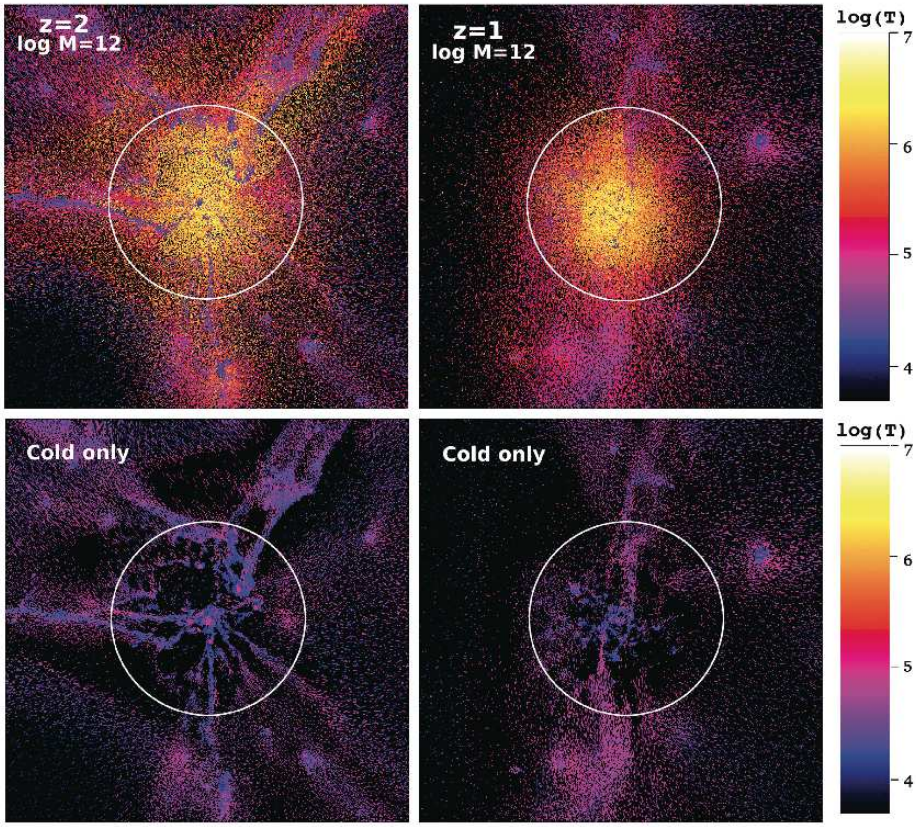


FIGURE 4.6 – Instantanés du champ de densité, extraits d'une simulation de type *SPH*, réalisée par Kereš et al. (2005). Les vignettes de gauches et droites présentent l'organisation de la matière centrée sur un halo de $M_h = 10^{12}\ M_\odot$ pour des redshifts respectifs de $z = 2$ et $z = 1$. Les deux cadrans inférieurs sont dédiés à la structuration spatiale des particules dites *froides* ($T \leq 10^5\ K$) uniquement. Le gaz froid est distribué sous la forme de filaments de matière, perçant le halo de matière noire (dont le rayon du Viriel est matérialisé par un cercle). Une évolution avec le redshift semble se dessiner, les filaments de matière étant moins marqués à plus bas redshift. Dans les deux cadrans supérieurs, l'ensemble de la masse est représenté. En complément des particules *froides* sont donc présentes les particules dites *chaudes* ($T \geq 10^5\ K$). Contrairement à leur consœurs, les particules matérialisant le gaz chaud adoptent une distribution beaucoup plus homogène et isotrope. Elles forment ainsi une atmosphère *stable* plus ou moins hydrostatique, en équilibre dans le puits de potentiel généré par la matière noire. La formation et l'origine de cette atmosphère chaude est à rapprocher de la formation d'un front de choc à la périphérie du halo (proche du rayon du Viriel). Ce front s'établit en réponse à l'effondrement du gaz dans le puits de potentiel de la structure. Le gaz en provenance du milieu extragalactique est alors chauffé lors de son passage par le front de choc. Ce mécanisme constitue la première source de gaz chaud. D'autre part, l'activité de formation stellaire au sein de la galaxie évoluant au centre du halo, ainsi que l'énergie libérée par les étoiles massives en fin de vie, génèrent la formation d'un vent, constitué de gaz chaud, alimentant et entretenant cette atmosphère chaude. [Figure extraite de Kereš et al. (2005)]

halo de matière noire. Le gaz accrété, lors de son passage par ce front de choc est ainsi chauffé à des températures $T \in [10^5 : 10^7\ K]$.

L'alimentation de cette atmosphère est en réalité double. En plus du gaz accrété, chauffé par le choc, s'ajoute le gaz chaud transporté par les vents produits par la galaxie. Comme il sera présenté plus tard, l'activité de formation stellaire couplée à l'énergie libérée par les étoiles massives en fin de vie, génère un flux de gaz chaud qui, à même de quitter le plan galactique, enrichit cette atmosphère.

Le développement continu de ces vents galactiques, ajouté à la croissance en masse continuelle des halos de matière noire, entraîne une croissance inexorable de cette atmosphère chaude. Celle-ci se faisant, bien entendu, au détriment de la structure filamentaire froide qui se réduit continuellement. Cette destruction des filaments de gaz froid dans les structures massives est parfaitement visible en figure 4.7.

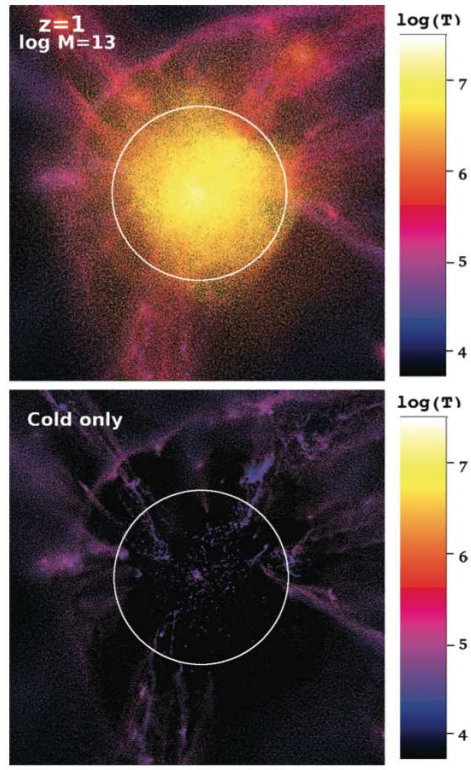


FIGURE 4.7 – Instantanés du champ de densité, centré autour d'un halo de $M_h = 10^{13}\ M_\odot$, extrait d'une simulation de type *SPH* réalisée par Kereš et al. (2005). Comme pour la figure 4.6 le cardran inférieur est dédié à la représentation des particules dites *froides*. Contrairement aux halos moins massifs ($M_h \leq 10^{12}\ M_\odot$), le gaz froid est ici beaucoup moins présent et sa structuration semble disloquée. En parallèle la population de particules chaudes, dont la distribution est présentée dans le cadran supérieur, est beaucoup plus importante. La distribution homogène et isotrope est encore plus marquée que pour des halos de masse inférieure. L'établissement et le développement de cette atmosphère est probablement à l'origine de la rupture de la structure filamentaire formée de gaz plus froid. [Figure extraite de Kereš et al. (2005)]

Cette figure présente le champ de densité aux alentours d'un halo de masse

$M_h = 10^{13}\ M_\odot$. Dans le cadran inférieur, dédié uniquement à la distribution des particules matérialisant le gaz froid ($T \leq 10^5\ K$), on constate que la structure filamentaire présente un aspect disloqué, beaucoup moins marqué qu'au sein d'une structure moins massive (Fig. 4.6). En revanche, le gaz chaud est distribué en une atmosphère homogène et isotrope beaucoup plus prononcée.

D'un mode d'accrétion à un autre

Cette première analyse des champs de densité permet de distinguer deux modes distincts d'accrétion autour des halos, en relation étroite avec leur masse. En effet, les halos les moins massifs, de par leur faible puits de potentiel, ne peuvent garder captif qu'un gaz relativement froid. Ce gaz froid, dont une partie de l'énergie a déjà été perdue par radiation, se structure fortement et se présente alors sous la forme de filaments de matière pénétrant fortement les halos. Ces conduites de gaz froid alimentent donc avec une grande efficacité les cœurs des halos de matière noire, siège de la formation des galaxies.

La croissance en masse du halo, ajoutée au développement de vents en provenance de la galaxies, sont à l'origine de la formation et du maintien d'une atmosphère chaude homogène et isotrope autour des halos. Cette atmosphère va progressivement détruire la structure filamentaire formé par le gaz froid. La phase chaude devenant alors, pour les halos massifs, le mode principal d'accrétion. Cette phase chaude ne pourra en revanche alimenter la galaxie centrale en gaz qu'à la suite d'un processus de refroidissement radiatif.

Il est alors important de quantifier la transition entre filaments de gaz froid et atmosphère isotrope chaude. Plusieurs études se sont attachées à répondre à cette question en s'appuyant en grande majorité sur l'analyse de simulations hydrodynamiques. La figure 4.8, extraite des travaux de Faucher-Giguère et al. (2011), donne une bonne vision de cette transition.

Les différents cadrans de la figure 4.8 présentent l'évolution de la fraction de gaz chaud (respectivement froid) environnant un halo en fonction de sa masse de matière noire et pour six époques différentes ($z = 0$, 1, 2, 3, 4 et 5). On remarque, comme attendu, que la fraction de gaz chaud (courbes rouges) croît avec la masse du halo. A contrario, son complémentaire, la fraction de gaz froid, chute. Il est alors important de remarquer que la masse de transition, celle présentant une fraction identique (50%) de gaz chaud et froid, est distribuée, pour toutes les époques sondées, dans un intervalle relativement restreint :$10^{11} < M_h < 10^{11.5}\ M_\odot$. Les différents styles de courbes permettent de distinguer différents modèles de vent

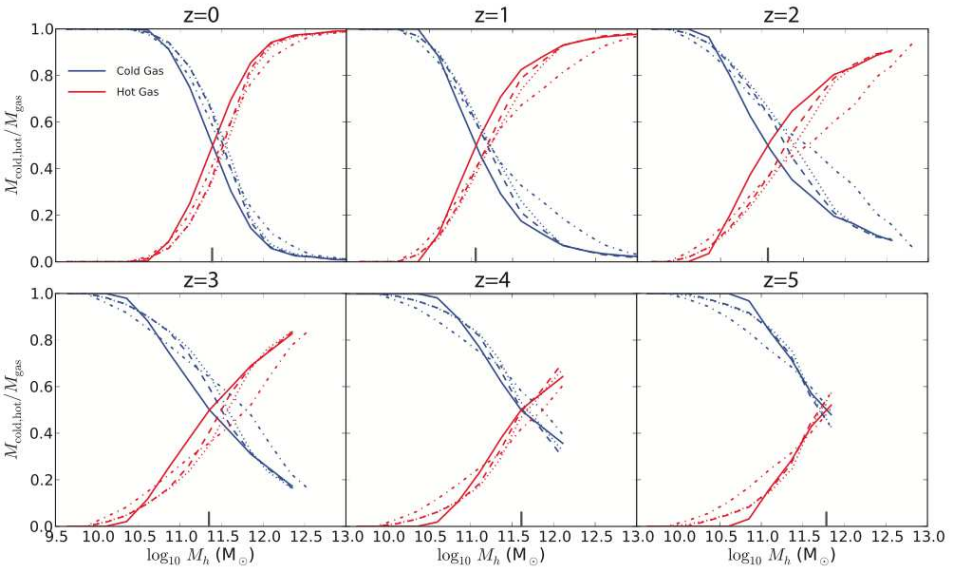


FIGURE 4.8 – Evolution de la fraction de gaz chaud (courbes rouges) et du gaz froid (courbes bleues) en fonction de la masse du halo de matière noire. Cette étude a été menée sur une simulation de type *SPH* réalisée par Faucher-Giguère et al. (2011). Les différents cadrans sont dédiés aux différentes époques sondées ($z = 0$, 1, 2, 3, 4 et 5). Les résultats indiquent une évolution croissante systématique de la fraction de gaz chaud avec la masse du halo de matière noire. Cette augmentation de la fraction de masse chaude s'effectue bien sûr au détriment de la masse froide. Un résultat remarquable tient dans le fait que pour les six époques analysées et pour l'ensemble des modèles de vents appliqués (style de courbes), la masse de transition à laquelle les deux fractions sont équivalentes (50%) avoisine systématiquement $3 \times 10^{11}\ M_\odot$. Cette masse référence est importante dans l'établissement des processus de développement des galaxies. Nous verrons par la suite qu'elle correspond à un changement important du régime de formation stellaire. [Figure extraite de Faucher-Giguère et al. (2011)]

produit par la galaxie centrale. Les cas représentés s'échelonnent d'un modèle sans vent (courbe en trait plein) à un modèle de vent très fort, entraînant à grande vitesse ($v > 680\ km/s$) beaucoup de masse (courbe tirets-points). La superposition des tendances pour ces différents modèles indique que, malgré une petite variation de la masse de transition, le comportement global reste identique et donc robuste.

Deux réservoirs pour deux modes d'accrétion

Afin de prendre en compte ces deux modes d'accrétion, il est indispensable de construire les deux premiers réservoirs du modèle. L'un s'attachera à décrire le gaz froid, contenu dans la phase filamentaire, le second sera dédié à la phase chaude.

Les taux d'alimentation de ces deux réservoirs doivent être déduits du taux

d'accrétion global de baryons suporté par la structure. On se tourne une fois de plus vers une expression analytique moyenne.

Expression analytique moyenne de la fraction de gaz chaud

Afin de décrire la fraction de gaz chaud environnant une structure de masse M_h à un redshift z, on se réfère aux travaux de Lu et al. (2011) (Eq. 24 and Eq. 25). Ces derniers, s'appuyant sur l'analyse de simulations hydrodynamiques, ont extrait l'expression moyenne suivante :

$$f_{sh}^{Lu}(M_h, z) = \frac{1}{2}\left[0.1 \times exp\left[-\left(\frac{z}{4}\right)^2\right] + 0.9\right] \times \left[1 + erf\left(\frac{logM_h - 11.4}{0.4}\right)\right] \quad (4.4)$$

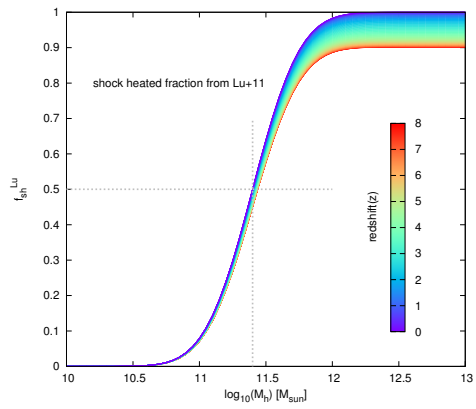


FIGURE 4.9 – Evolution, en fonction de la masse de matière noire (M_h) et du redshift (code couleur), de la fraction de gaz chaud environnant un halo. Le comportement reproduit ici est issu de la formulation donnée par l'équation 4.4 extraite des travaux de Lu et al. (2011). Comme attendu, les halos de faible masse ne peuvent retenir une phase chaude. Le mode d'accrétion du gaz sera donc totalement décrit par la phase froide ($1 - f_{sh}^{Lu}$), modélisant la structure filamentaire. Progressivement, la mise en place de vents en provenance de la galaxie centrale, ajouté à la croissance en masse du halo, lui permettant de piéger du gaz chaud, font qu'une atmosphère chaude, de plus en plus importante, se met en place ($f_{sh}^{Lu} \rightarrow 1$).

La figure 4.9 reproduit l'évolution de cette fraction sur un intervalle continu de masse et pour une évolution en redshift (plage de couleurs). Alors que les halos de faible masse sont le siège d'une accrétion filamentaire froide uniquement ($f_{sh}^{Lu} \simeq 0$), la mise en place de vents en provenance de la galaxie centrale, ajouté à la croissance en masse du halo lui permettent de piéger de plus en plus de gaz chaud ($f_{sh}^{Lu} \rightarrow 1$) [4]. Comme il est observé dans les simulations hydrodynamiques, la masse de transition, à laquelle les fractions chaude et froide sont identiques (50%) est de l'ordre de $10^{11.5}$ $M_\odot$. Une évolution en redshift de la fraction de gaz chaud est également prise en compte. Alors que pour les époques les plus reculées ($z \geq 8$), dans les halos les plus massifs ($M_h \geq 10^{12}$ $M_\odot$), la fraction maximale ne peut dépasser (90%). Pour des redshifts plus faibles, elle tend irrémédiablement vers 100%. Sous cette progression se cache la décroissance progressive de la densité moyenne de

4. On utilise ici l'indice *sh* en référence à la terminologie anglaise *shock-heated gas*.

l'Univers. En effet, à plus haut redshift, la densité moyenne de matière étant plus élevée et les baryons n'étant pas, pour la plupart, encore structurés en galaxie, il en résulte que les filaments de matière sont plus denses et donc moins sujets à la destruction que dans les structures massives de l'Univers local. Cette survie des filaments de gaz froid est matérialisée par la saturation à 90% (et non 100%) de la fraction de gaz chaud dans les halos les plus massifs aux époques les plus reculées.

Taux d'accrétion bimodale

La donnée de cette fraction effective de gaz chaud environnant une structure de masse M_h, à un redshift z donné, permet de séparer le taux d'accrétion global de baryons ($\dot{M}_{bar}$) alimentant la structure en deux voies distinctes. La première faisant croître la structure filamentaire (flt) :

$$\dot{\mathcal{H}}_{flt} = \left(1 - f_{sh}^{Lu}\right) \dot{M}_{bar} = \left(1 - f_{sh}^{Lu}\right) f_b \dot{M}_{acc} \tag{4.5}$$

l'autre développant l'atmosphère chaude autour de la structure :

$$\dot{\mathcal{H}}_{sh} = f_{sh}^{Lu} \dot{M}_{bar} = f_{sh}^{Lu} f_b \dot{M}_{acc} \tag{4.6}$$

On distingue ici l'apport en gaz chaud issu de l'accrétion de gaz diffus en provenance de l'extérieur de la structure $\dot{\mathcal{H}}_{sh}$, de l'alimentation en gaz chaud produit par les vents galactiques ($\dot{\mathcal{G}}_{wind}$: Sect. 4.5.1). Le schéma de la figure 4.3 présente ces deux voies d'alimentation du halo en baryons.

4.3 Processus d'alimentation du cœur du halo

Le gaz en provenance du milieu extragalactique se structure donc en deux phases distinctes en fonction de l'époque z et de la masse M_h de la structure de matière noire. Il convient à présent de décrire les mécanismes qui vont guider ce gaz, froid et/ou chaud, vers le cœur du halo où il sera alors le composant essentiel de la formation et de l'évolution de la galaxie centrale.

Pour pouvoir se condenser et s'effondrer au centre du halo, le gaz doit perdre une partie de son énergie interne (température) sous forme de rayonnement.

4.3.1 De la chute libre du gaz froid ...

Un aller simple vers le centre

Dans le cas du gaz froid, piégé dans le puits de potentiel et attribué à la structure, on considère que le processus de condensation est déjà réalisé. C'est en conséquence de ce dernier que le gaz a pu être piégé par les halos les moins massifs. Le gaz n'a donc aucune raison d'être retardé dans sa progression vers le cœur de la structure. Le gaz froid est donc transféré vers le coeur de la structure et alimente donc la galaxie évoluant au centre avec un taux [5] :

$$\dot{\mathcal{H}}_{ff} = \frac{M_{cold}}{2t_{dyn}} \tag{4.7}$$

Ce dernier fait intervenir M_{cold}, la masse de gaz froid environnant la structure et accumulée au travers de la formation des filaments ($\dot{\mathcal{H}}_{flt}$) et t_{dyn}, le temps dynamique du halo de matière noire (Eq. 3.12).

Un bilan simple pour la phase froide filamentaire

A tout instant, la phase froide est donc confrontée à un gain et à une perte de masse. L'équation différentielle régissant cette évolution étant donnée par :

$$\mathcal{H}_{cold} : \quad \frac{dM_{cold}}{dt} = \dot{\mathcal{H}}_{cold} = \dot{\mathcal{H}}_{flt} - \dot{\mathcal{H}}_{ff} \tag{4.8}$$

4.3.2 ... A la condensation radiative de la phase chaude

Contrairement au gaz froid contenu dans la structure filamentaire, l'atmosphère chaude ne peut pas alimenter directement le cœur du halo. Le gaz chaud doit dans un premier temps perdre une partie de son énergie interne (température) pour pouvoir se condenser et s'effondrer au centre du halo. Toute la difficulté de la modélisation consiste alors à contraindre la masse de gaz qui est susceptible de s'être condensée à un instant donné.

On part de l'hypothèse que le gaz se condense progressivement. Le processus s'initie au centre de la structure pour s'étendre ensuite, le temps passant, à une masse enfermée dans un rayon de plus en plus grand. Toute la difficulté consiste alors à relier le temps effectif durant lequel le gaz a pu se condenser au rayon en deçà duquel le processus a pu s'établir.

5. On utilise ici l'index ff en référence à la terminologie anglaise *free-fall*.

Fonction de refroidissement

Les premiers travaux, traitant de cette condensation du gaz chaud, ont été proposés par White & Frenk (1991). Ils s'appuient sur l'hypothèse selon laquelle l'énergie interne du gaz est essentiellement dissipée par rayonnement. La méthode proposée s'articule autour d'une fonction $t(r)$, indiquant le temps nécessaire à une sphère de gaz de rayon r inscrite dans une structure plus large de densité radiale $\rho_g(r)$, pour rayonner une énergie suffisante lui permettant ainsi de s'effondrer. Cette fonction :

$$t(r) = \frac{3}{2}\frac{\rho_g(r)k_BT(r)}{\mu m_p n_e^2(r)\Lambda(Z,\overline{T})}$$

fait intervenir l'énergie interne spécifique du gaz par l'intermédiaire des profils de densité $\rho_g(r)$ et de température $T(r)$, le lien s'effectuant par l'intermédiaire de la constante de Boltzmann, k_B et la masse du proton m_p. La seconde composante de cette fonction $t(r)$ renseigne, via la densité numérique radiale d'électrons $n_e(r)$ et la fonction de refroidissement radiatif $\Lambda(Z,\overline{T})$, sur la capacité d'un gaz, de métalicité Z et de température moyenne $\overline{T}$, à rayonner son énergie.

Hypothèses de composition de la phase chaude

Afin d'exprimer la densité numérique radiale d'électrons $n_e(r)$, il faut supposer une composition moyenne pour l'atmosphère chaude. Pour cela, on supposera par la suite que la phase chaude est en réalité un gaz totalement ionisé. De plus, si ce dernier est composé majoritairement d'hydrogène libérant un électron et d'hélium (présent à 10%) libérant deux électrons, on obtient pour la masse moléculaire moyenne :

$$\mu = \frac{n_H + 4n_{He}}{n_{H^+} + n_{He^{++}} + n_{e^-}} = \frac{1+0.4}{1+0.1+1.2} = 0.61$$

Via le profil radial de densité du gaz $\rho_g(r)$ et en supposant toujours que l'hydrogène libère un électron et l'hélium (présent à 10%) libère deux électrons, on obtient :

$$n_e(r) = \frac{\rho_g(r)}{\mu m_p} \times (1 + 2 \times 0.1) = 1.2\frac{\rho_g(r)}{\mu m_p}$$

Ces deux définitions conduisent à :

$$t(r) = 0.64\frac{m_p k_B T(r)}{\rho_g(r)\Lambda(Z,\overline{T})} \tag{4.9}$$

La fonction $t(r)$ ne dépend alors plus que du choix des profils de température

$T(r)$, de densité $\rho_g(r)$ et de l'expression de la fonction de refroidissement $\Lambda(Z, \overline{T})$. Concernant cette dernière, il est d'usage de se référencer aux travaux de Sutherland & Dopita (1993) donnant accès à un ensemble de table pour cette fonction de refroidissement pour une large gamme de température $T \in [10^4 : 10^8\ K]$ et un jeu de métallicité Z.

Il ne reste donc plus qu'à se donner les profils de température et de densité pour l'atmosphère chaude. Le modèle que j'ai développé peut prendre en compte deux structurations distinctes pour le gaz. Ils s'articulent l'un et l'autre autour de deux équations d'états différentes pour le gaz : le cas d'un gaz parfait isotherme ou d'un gaz polytropique. Dans les deux cas, on considère que l'atmosphère chaude s'établit en équilibre hydrostatique dans le puits de potentiel formé par le halo de matière noire. Les conditions d'équilibre et les propriétés qui en découlent ne dépendront donc que de celles liées à la structure de matière noire. Le caractère auto-gravitant du gaz chaud, qui stipule que sa structuration devrait dépendre également de son évolution, n'est pas ici retenu. Cette simplification est appuyée par les travaux de Suto et al. (1998) qui montrent que le caractère auto-gravitant du gaz chaud n'influence sa structuration qu'à des rayons importants $r > r_0$, et que son influence sur les processus de condensation reste donc limitée.

Ce halo de matière noire étant considéré à symétrie sphérique, on fait l'hypothèse que la phase chaude présente également ce type de symétrie et que ces propriétés n'évoluent donc que radialement : $T(r)$, $\rho(r)$ etc ...

Le cas du gaz parfait isotherme

Dans ce premier cas simple, l'équation d'état relie la pression P du gaz à sa densité ρ_g :

$$P^{gp}(r) = \frac{k_B T_0}{\mu m_p} \rho_g^{gp}(r)\,^6$$

par l'intermédiaire de la constante de Boltzmann k_B, une référence de température T_0, la masse moléculaire moyenne μ et la masse du proton m_p.

L'hypothèse d'un gaz parfait isotherme implique une simplification du profil de température, celui-ci étant constant pour tout r et égal à la température du cœur T_0, elle-même égale à la température moyenne $\overline{T}$.

$$T^{gp}(r) = T_0 = \overline{T}$$

6. L'exposant *gp* référençant le gaz parfait.

La condition d'équilibre hydrostatique se traduisant par :

$$\frac{1}{\rho_g^{gp}(r)}\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM_{NFW}(r)}{r^2} \tag{4.10}$$

elle conduit, dans le cas d'un gaz parfait confiné dans le potentiel dominant de la matière noire, à la relation suivante :

$$\frac{dln(\rho_g^{gp})}{dr} = -\frac{G\mu m_p}{k_B T_0}\frac{M_{NFW}(r)}{r^2} = -\frac{4\pi G\mu m_p \rho_0 r_0}{k_B T_0}\frac{\phi(x)}{x^2} \quad \text{avec} \quad x = \frac{r}{r_0}$$

où ρ_0, r_0 sont respectivement la densité et le rayon du cœur du halo de matière noire. La fonction géométrique $\phi(x)$ étant défini précédemment (Eq. 3.2).

On aboutit finalement à l'expression suivante du profil de densité (Suto et al., 1998; Capelo et al., 2012) :

$$\rho_g^{gp}(r) = \rho_{0,g}\mathcal{F}^{gp}(x) \quad \text{avec} \quad x = \frac{r}{r_0}$$

dans lequel intervient la fonction géométrique en variable x suivante :

$$\mathcal{F}^{gp}(x) = exp\left[-\frac{4\pi G\mu m_p \rho_0 r_0^2}{k_b T_0}\Phi(x)\right]$$

elle-même dépendante d'une autre fonction géométrique en variable x :

$$\Phi(x) = \int_0^{\frac{r}{r_0}} \frac{\phi(x)}{x^2}dx = 1 - \frac{ln(1+x)}{x} \tag{4.11}$$

Le profil analytique de la densité dépend également de $\rho_{0,g}$, la densité au centre de l'atmosphère. Afin de contraindre sa valeur, il est nécessaire de poser une dernière hypothèse. Elle concerne l'extension maximale de l'atmosphère chaude. Cette dernière sera considérée comme ne pouvant s'étendre au delà du rayon de troncature R_{halo} du halo de matière noire. Connaissant alors la masse totale de gaz chaud M_{hot} contenue dans l'atmosphère, captive du puits de potentiel, on déduit :

$$\rho_{0,g} = M_{hot}\left[4\pi r_0^3 \int_0^{\frac{R_{halo}}{r_0}} \mathcal{F}^{gp}(x)x^2 dx\right]^{-1}$$

Par cette dernière définition, le profil de densité est entièrement contraint dans le cas du gaz parfait isotherme [7].

7. Pour tout paramètre intervenant dans la définition des profils de densité ou plus tard de

Le cas du gaz polytropique

On ajoute au cas simple du gaz parfait précédent un cas plus complexe, construit sur le couple d'équations suivant [8] :

$$T^{poly}(r) = T_0 \left[\frac{\rho_g^{poly}(r)}{\rho_{0,g}}\right]^{\Gamma-1} , \; P^{poly}(r) = P_0 \left[\frac{\rho_g^{poly}(r)}{\rho_{0,g}}\right]^{\Gamma} \tag{4.12}$$

faisant intervenir, $\rho_{0,g}$, T_0 et P_0 respectivement la densité, la température et la pression au centre de la phase chaude. Γ, l'indice polytropique, ici en exposant, complète cette définition.

La condition d'équilibre hydrostatique dans le puits de potentiel du halo de matière noire (Eq. 4.10) conduit à l'expression du profil de densité suivant (Suto et al., 1998; Makino et al., 1998; Komatsu & Seljak, 2001; Capelo et al., 2012) :

$$\rho_g^{poly}(r) = \rho_{0,g} \mathcal{F}^{poly}(x, T_0) \;\; \text{avec} \;\; x = \frac{r}{r_0}$$

$\mathcal{F}^{poly}(x, T_0)$, est une fonction géométrique définit comme suit :

$$\mathcal{F}^{poly}(x, T_0) = \left[1 - \frac{\Gamma}{\Gamma - 1} \frac{4\pi G \mu m_p \rho_0 r_0^2}{k_B T_0} \Phi(x)\right]^{\frac{1}{\Gamma-1}} \tag{4.13}$$

Noter que contrairement au cas du gaz parfait, cette fonction géométrique fait intervenir la température centrale T_0 de la phase chaude en plus du rayon et de la densité de cœur du halo de matière noire. La fonction $\Phi(x)$ est identique à celle définie précédemment (Eq. 4.11)

Dans le cas du gaz polytropique, la température n'est pas, contrairement au cas précédent, constante. Elle présente une dépendance avec le rayon (Eq. 4.12). On peut en revanche définir une température moyenne $\overline{T}^{poly}$, pondérée par la densité :

$$\begin{aligned} \overline{T}^{poly} &= M_{hot}^{-1} \int_0^{R_{halo}} \rho_g^{poly}(r) T^{poly}(r) 4\pi r^2 dr \\ &= \frac{4\pi \rho_{0,g} T_0 r_0^3}{M_{hot}} \int_0^{\frac{R_{halo}}{r_0}} \left[\mathcal{F}^{poly}(x, T_0)\right]^{\Gamma} x^2 dx \end{aligned} \tag{4.14}$$

Cette température moyenne sera par la suite identifiée à la température du gaz

température et impliquant des intégrations, on fait appel à une méthode numérique de type Romberg à pas adaptatif. La convergence est assurée à une précision relative $\delta p/p$ fixée à 0.01% dans l'ensemble du code eGalICS (chapitre 5)

8. L'exposant *poly* référence le gaz polytropique.

chaud établie dans le cadre des mécanismes d'accrétion et d'éjection (en provenance respectivement du milieu extragalactique et de la galaxie) (Sect. 4.5.1) et du principe de confinement (Sect. 4.5.5). Noter que cette température moyenne est implicitement reliée à la température centrale de l'atmosphère par l'intermédiaire de la fonction géométrique $\mathcal{F}^{poly}(x, T_0)$ (Eq. 4.13). La température centrale T_0 peut ainsi être estimée par l'intermédiaire d'un algorithme de recherche par dichotomie.

Comme pour le cas précédent du gaz parfait isotherme, et dans les mêmes conditions de troncature, le profil de densité est totalement définit par la donnée de la densité de cœur :

$$\rho_{0,g} = M_{hot} \left[4\pi r_0^3 \int_0^{\frac{R_{halo}}{r_0}} \mathcal{F}^{poly}(x, T_0) x^2 dx \right]^{-1} \tag{4.15}$$

Dans le cas du gaz polytropique, une contrainte supplémentaire voit le jour, il s'agit de la température minimale d'équilibre. En effet, la définition de la fonction géométrique $\mathcal{F}^{poly}$ (Eq. 4.13) implique, pour des raisons de positivité de la densité et de la température en tout rayon r, l'existence d'une température centrale seuil en relation directe avec les paramètres intervenant dans la définition du profil de densité du halo de matière noire r_0 et ρ_0 fixés.

$$T_0^{min} > \frac{\Gamma}{\Gamma - 1} \frac{4\pi G \mu m_p \rho_0 r_0^2}{k_B} \tag{4.16}$$

Si la température centrale T_0 déduite de la température moyenne $\overline{T}^{poly}$ est inférieure à cette limite, alors l'ensemble de la masse composant la phase *chaude* est considérée comme instable. Elle n'est alors plus qualifiée de *chaude* et est redistribuée à la galaxie centrale sous des conditions identiques (taux de transfert) à celles régissant le gaz froid composant la structure filamentaire (Sect. 4.3.1).

Avec ce dernier point s'achève la description des profils de densité mais également de température définissant la phase chaude isotrope et homogène en équilibre hydrostatique dans le puits de potentiel de la matière noire. Ces profils sont les derniers constituants de la fonction $t(r)$ reliant temps de refroidissement et rayon effectif de condensation.

Oui mais !

Bien qu'ayant entièrement développé les équations et l'algorithmique associés à la modélisation d'un gaz polytropique, je n'ai pu, essentiellement pour des raisons

de temps, approfondir la comparaison entre les deux approches. L'ensemble des résultats présentés ici sont donc issus du modèle gaz parfait isotherme.

Je tiens tout de même à préciser que dans le cadre du modèle polytropique, de par l'évolution radiale de la température, ce dernier doit présenter des comportements différents, particulièrement en matière de taux de condensation. Pour autant, je ne m'avancerai pas d'avantage sur la possible *réduction* de ce taux de transfert sans études plus poussées, que j'espère réaliser prochainement.

Temps effectif de refroidissement

Afin d'extraire de la fonction $t(r)$ le rayon r_{cool} délimitant la région interne de l'atmosphère chaude où la condensation du gaz est possible à un instant donné, il faut égaliser cette fonction à un temps d'évolution effectif pour cette phase chaude. Cette dernière est alimentée par deux modes. i) premièrement, par un processus d'accrétion diffus, basé sur du gaz en provenance du milieu inter-galactique, et chauffé lors de son passage au front de choc du Viriel. ii) deuxièmement, par les vents générés par l'activité stellaire et drainant hors de la galaxie centrale un gaz chaud et enrichi en métaux. Ainsi, dès lors qu'une phase chaude, stable dans le puits de potentiel du halo de matière noire, est générée ($M_{hot} > 0$), par l'un et/ou l'autre de ces deux processus, une horloge (t_{cool}) attachée à cette atmosphère est déclenchée. Cette horloge comptabilise alors le temps durant lequel cette atmosphère évolue. A tout instant, t_{cool} donne donc le temps d'évolution effectif de l'atmosphère chaude depuis sa création.

Bien entendu, les halos sont amenés à fusionner, et avec eux, les galaxies et les phases chaudes. Lors d'un processus de coalescence entre deux halos, présentant l'un et l'autre une atmosphère chaude, le temps effectif de refroidissement t_{cool} de la structure rémanente est égalisé à celui attaché à la plus massive des phases chaudes développées autour des progéniteurs de la fusion.

Estimation de la masse condensée

A tout instant, et grâce à la mesure de l'horloge t_{cool}, la résolution de l'équation implicite :

$$t(r_{cool}) = t_{cool}$$

permet d'extraire le rayon r_{cool} en deçà duquel la condensation de l'atmosphère chaude est effective dans le temps t_{cool}. La donnée du profil de densité radiale du gaz chaud (parfait ou polytropique) permet alors de calculer la masse M_{cool},

contenue à l'intérieur du rayon r_{cool}, ayant condensée durant ce laps de temps :

$$M_{cool} = 4\pi \int_0^{MIN(r_{cool}, R_{halo})} \rho_g(r) r^2 dr$$

Comme l'indique l'intégrale précédente, et comme il a été argumenté précédemment, on considère que la phase chaude ne s'étend pas au delà du rayon de troncature R_{halo} du halo de matière noire. Ainsi, même si la mesure de l'horloge t_{cool} conduit à une valeur du rayon de condensation supérieur à celui du rayon de troncature, la masse pouvant se condenser n'excède pas, par construction, la masse totale de l'atmosphère chaude M_{hot}.

Taux de refroidissement

A partir de la masse M_{cool} pouvant condenser dans le temps d'horloge t_{cool}, on déduit, dans les mêmes conditions, que pour le gaz froid un taux d'alimentation du cœur de la structure :

$$\dot{\mathcal{H}}_{cool} = \frac{M_{cool}}{2t_{dyn}} \tag{4.17}$$

faisant intervenir t_{dyn}, le temps dynamique associé au halo de matière noire.

L'alimentation de la phase chaude par le gaz intergalactique ($\dot{\mathcal{H}}_{sh}$) et la condensation de ce gaz ($\dot{\mathcal{H}}_{cool}$) ne constituent que deux des trois termes intervenant dans l'évolution de l'atmosphère chaude :

$$\mathcal{H}_{hot} : \quad \frac{dM_{hot}}{dt} = \dot{\mathcal{H}}_{hot} = \dot{\mathcal{H}}_{sh} + \dot{\mathcal{G}}_{wind} - \dot{\mathcal{H}}_{cool} \tag{4.18}$$

Le troisième terme sera détaillé par la suite, il représente l'alimentation de la phase chaude par les vents ($\dot{\mathcal{G}}_{wind}$) en provenance de la galaxie évoluant au centre du halo. Le schéma de la figure 4.3 présente ce cycle de gaz.

4.3.3 Bilan du taux d'alimentation du cœur du halo

L'alimentation de la galaxie est donc portée par deux voies : i) une accrétion de gaz froid en chute libre ($\dot{\mathcal{H}}_{ff}$) structurée sous forme de filaments. ii) en parallèle à ce premier mode et au fur et à mesure que le halo de matière noire et sa galaxie hôte croissent en masse, un second mode d'accrétion se met en place. Bien moins efficace en moyenne, il se construit autour de la condensation du gaz chaud ($\dot{\mathcal{H}}_{cool}$).

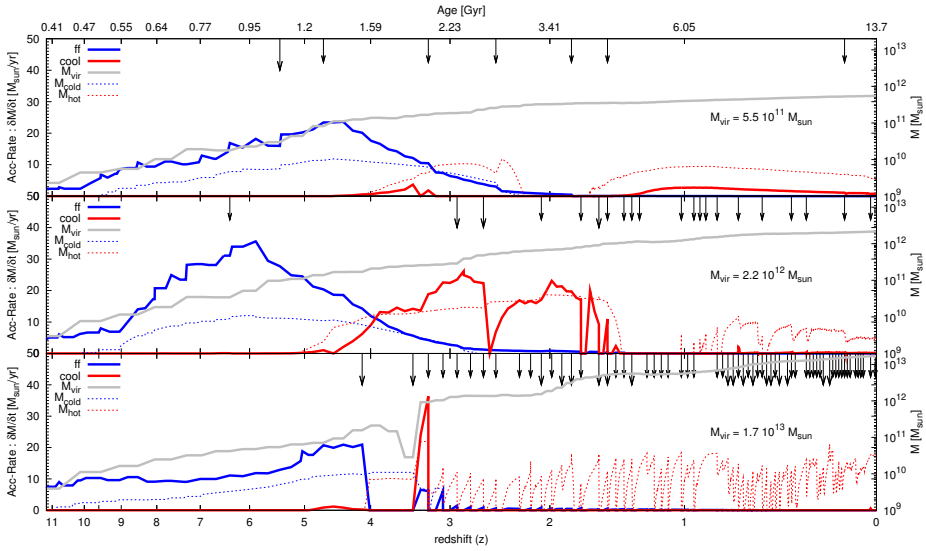


FIGURE 4.10 – Evolution des taux d'accrétion ainsi que des masses de gaz pour les deux phases distinctes, chaude (rouge) et froide (bleue). Les courbes en trait plein matérialisent les taux d'accrétion $\dot{\mathcal{H}}_{ff}$ et $\dot{\mathcal{H}}_{cool}$, alors que les courbes en trait pointillé représentent les masses de gaz, M_{cold} et M_{hot}, contenues dans les deux réservoirs. La courbe grise en trait plein marque l'évolution en masse du halo de matière noire au sein duquel s'effectue cette accrétion bimodale. Les trois cadrans (de bas en haut) représentent trois masses caractéristiques différentes atteintes à $z = 0$: $M_{vir} \simeq 5 \times 10^{11}\ M_\odot$, $2 \times 10^{12}\ M_\odot$ et $M_{vir} \simeq 2 \times 10^{13}\ M_\odot$ respectivement. Les flèches verticales indiquent les évènements de fusion, les plus longues étant dédiées aux fusions majeures. La mise en place en début d'évolution d'une accrétion froide est clairement identifiable pour les trois structures. Elle s'estompe progressivement, et laisse place au mode chaud qui présente des taux en moyenne plus faible, signe de son efficacité moindre. Pour la structure de plus faible masse (cadran supérieur), l'accrétion issue du mode chaud, bien que relativement faible est toujours présente ($\dot{\mathcal{H}}_{cool} \simeq 3M_\odot \cdot an^{-1}$ à $z \in [1-0]$). En revanche, le processus de condensation est stoppé respectivement à $z \simeq 1.35$ et $z \simeq 3$ pour les structures de masses supérieures. L'arrêt de l'accrétion par condensation est à rechercher dans la mise en place d'un processus de chauffage issu de l'activité du trou noir central formé dans les deux galaxies, ainsi que par l'expulsion brutale du gaz chaud de l'atmosphère, entraîné par les vents galactiques produits lors des flambées de formation stellaire associées aux fusions.

Trois cas particuliers

La figure 4.10 présente l'évolution au cours du temps des taux d'accrétion (courbes pleines) et des masses (courbes pointillées) de gaz froid (bleu) et chaud (rouge) pour trois structures différentes. Le cadran central présente l'évolution de ces grandeurs au sein d'un halo de matière noire dont la masse atteinte à $z = 0$ avoisine $M_{vir} \simeq 2 \times 10^{12}\ M_\odot$. Ceci le place dans la catégorie de ceux abritant des galaxies dont la masse est proche de celle de notre Voie-Lactée. Les deux

autres cadrans, au dessus et en dessous, sont dédiés à des systèmes hébergés par les halos de masses respectivement inférieure ($M_{vir} \simeq 5 \times 10^{11}\ M_{\odot}$) et supérieure ($M_{vir} \simeq 2 \times 10^{13}\ M_{\odot}$). L'évolution au cours du temps de la masse de matière noire du halo est matérialisée par la courbe continue grise. Chacune des petites flèches verticales indique un évènement de fusion. Les flèches les plus longues étant représentatives d'une fusion dite majeure (Sect. 4.4.4).

On constate très nettement le changement de régime froid → chaud. Pour la structure de plus faible masse (cadran supérieur) le mécanisme d'accrétion, même si le taux devient extrêmement faible à bas redshift, est toujours actif. Cela n'est pas le cas pour les deux systèmes les plus massifs. Une atmosphère de gaz chaud est belle et bien présente dans les deux cas ($M_{hot} > 0$), en revanche le processus de condensation est stoppé. La raison est à rechercher dans les mécanismes d'évaporation et d'entraînement du gaz chaud par les vents galactiques (Sect. 4.5.1). Ceux-ci étant particulièrement efficace durant les phases d'intense formation stellaire engendrées par les nombreux évènements de fusion subits par ces deux structures massives. En parallèle, essentiellement pour la plus massive des trois structures, il faut ajouter aux vents l'impact de l'activité du trou noir central (chauffage) sur le gaz, stoppant littéralement le processus de condensation.

Un point de vue plus global

Après avoir identifié la mise en place de ces deux mécanismes d'accrétion sur trois systèmes particuliers, il est important de quantifier le mécanisme d'accrétion sur une population plus importante. La figure 4.11 s'y attache. Elle présente l'évolution du taux accrétion ($\dot{\mathcal{H}}_{ff} + \dot{\mathcal{H}}_{cool}$) en fonction de la masse de la structure de matière noire accrétée progressivement (M_{acc}). Les différents cadrans de la figure présentent le taux d'accrétion mesuré en direction de la galaxie pour différentes époques, de $z \simeq 6$, en bas à gauche à $z = 0$, en haut à gauche. Les références verticale et horizontale grises indiquent respectivement la masse limite M_{lim} de détection des halos de matière noire dans la simulation N-corps et un taux d'accrétion baryonique correspondant à une masse de baryons drainée par une seule particule de matière noire d'accrétion diffuse (m_{cdm}) et ce dans la proportion de la fraction baryonique universelle : Ω_b/Ω_m. Les deux tendances représentées par les traits plein et pointillé indiquent le taux d'accrétion en baryons déduit de celui en matière noire (Ω_b/Ω_m) dans respectivement deux simulations, Ceverino et al. (2010) et Fakhouri et al. (2010). La flèche grise matérialise la masse de référence ($10^{11.4}\ M_{\odot}$) utilisée dans le modèle de répartition de l'accrétion (Eq. 4.4), et issue des travaux de Lu

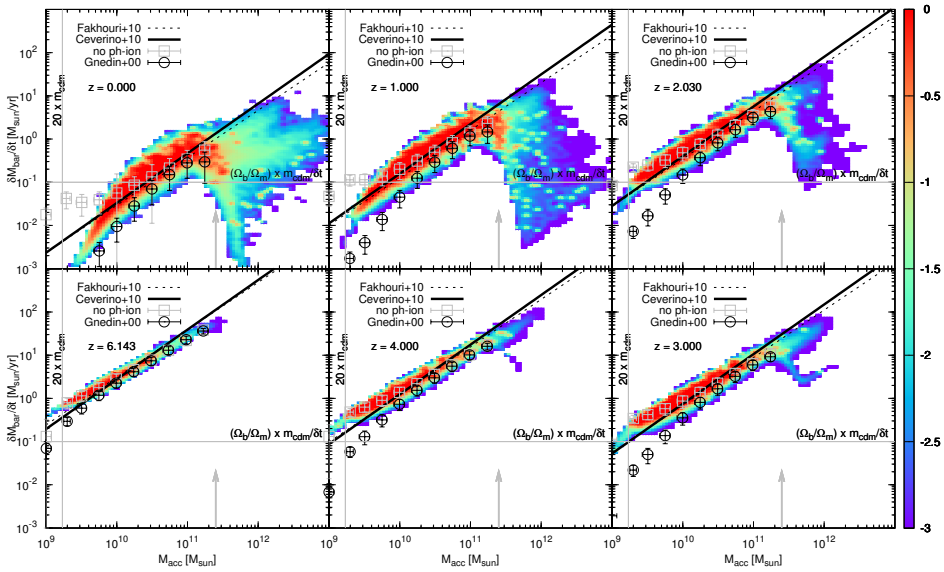


FIGURE 4.11 – Evolution du taux d'accrétion baryonique sur la galaxie centrale. Les différents cadrans sont dédiés à différentes époques, de $z \simeq 6$ à $z = 0$. La relation matérialisée par la plage de couleurs (logarithmique et normalisée) relie le taux d'accrétion baryonique total ($\dot{\mathcal{H}}_{ff} + \dot{\mathcal{H}}_{cool}$) prédit par le modèle standard à la masse de matière noire accrétée progressivement M_{acc}. Les mesures moyennes, accompagnées de leurs dispersions, présentent deux variations du modèle : l'un sans aucun processus de photo-ionisation (carrés gris), le second prend en compte ce phénomène de photo-ionisation mais remplace la paramétrisation proposée par Okamoto et al. (2008) par celle plus couramment utilisé de Gnedin (2000) (cercles noirs). Pour des raisons de clarté, seule la statistique des halos de masse inférieure à 2×10^{11} $M_\odot$ sont représentés. La tendance étant, pour les halos plus massifs, identique au modèle standard (grande dispersion). Les références verticale et horizontale grises marquent respectivement la limite en masse M_{lim} des halos les moins massifs détectés et le taux d'accrétion correspondant à une particule de matière noire m_{cdm} accrétée durant un pas de temps principal drainant une quantité de matière baryonique dans la proportion de la fraction universelle Ω_b/Ω_m. Les deux tracés transverses indiquent les taux d'accrétion en matière baryonique déduits à partir de l'accrétion de matière noire (Ω_b/Ω_m) pour deux simulations Fakhouri et al. (2010) (pointillés) et Ceverino et al. (2010) (trait plein). La flèche verticale grise matérialise la valeur de la masse de référence ($10^{11.4}$ $M_\odot$) utilisée dans le modèle (Eq. 4.4) de répartition de l'accrétion (Lu et al., 2011). On rappelle que pour des structures de masse inférieure à cette référence, l'accrétion est dominée par le mode froid, à l'inverse, pour des halos plus massif, le mode chaud domine. On constate que les halos les moins massifs $M_h < 10^{12}$ $M_\odot$ présentent une accrétion proportionnelle à leur masse. Ils sont dans un mode d'accrétion froid. Progressivement, le mode chaud apparaît : il présente une distribution du taux d'accrétion beaucoup plus dispersée. La corrélation disparaît également. Comme attendu, le mode chaud d'accrétion est en moyenne moins efficace et draine, en proportion, moins de masse que le mode froid. Dans le régime des faibles masses, on constate que le modèle sans prise en compte du processus de photo-ionisation prédit, à bas redshift ($z < 2$), une accrétion baryonique en moyenne plus forte. De plus, le modèle issu des travaux de Gnedin (2000) impacte plus précocement le processus d'accrétion. Une différence significative est perceptible dès $z \simeq 6$. Cette dernière est due à l'évolution de la masse de filtrage $M_c(z)$ et à l'indice de pente $\alpha = 1$ proposé par Gnedin (2000) et qui réduisent rapidement la fraction baryonique effective.

et al. (2011). On rappelle que l'accrétion en baryons sur les halos dont la masse de matière noire est inférieure à cette limite est dominée par un mode froid ; a contrario, pour les halos les plus massifs, le mode chaud domine.

La plage colorée (logarithmique et normalisée) montre la prédiction, issue du modèle standard, construite sur une accrétion bimodale (Eq. 4.4, Lu et al. (2011)) et un processus de photo-ionisation (Eq. 4.2, Okamoto et al. (2008)). Les valeurs moyennes, accompagnées de leurs dispersions, présentent les résultats pour deux variations de ce modèle standard d'accrétion. Le premier (carrés gris) ne prend en considération aucun phénomène de photo-ionisation. L'accrétion de baryons s'effectue alors constamment à la proportion de l'abondance universelle, $\langle f_b \rangle = \Omega_b/\Omega_m$. Dans la seconde variation (cercles noirs), le phénomène de photo-ionisation est bien présent mais la paramétrisation utilisée dans le modèle standard (Okamoto et al., 2008) est remplacée par celle plus couramment utilisée de Gnedin (2000). Pour des raisons de clarté du tracé, seules les statistiques concernant les halos moins massifs que $2 \times 10^{12}\ M_\odot$ sont représentées. Notez alors que les tendances, pour les halos plus massifs, sont identiques à celles présentées pour le modèle standard, à savoir une très grande dispersion dans la distribution du taux d'accrétion.

Premièrement, on remarque que les halos moins massifs que $10^{11}\ M_\odot$, évoluant à des redshift élevés ($z > 2$), présentent un taux d'accrétion en baryons fortement corrélé à la masse de matière noire accrétée progressivement M_{acc}. Noter le bon accord, dans ce régime de masse, avec les ajustements proposés par Ceverino et al. (2010) et Fakhouri et al. (2010). Dans ces mêmes domaines de masse et d'époque, le modèle standard et le modèle sans processus de photo-ionisation conduisent à des résultats très proches. Cela confirme, comme indiqué précédemment que le retard en accrétion, pour les baryons, induit par le modèle de Okamoto et al. (2008) ne se met en place qu'à plus bas redshift. En revanche, la paramétrisation proposée par Gnedin (2000) impacte la fraction effective de baryons accrétée beaucoup plus précocement, une différence significative étant déjà visible à des époques $z > 2$. A plus bas redshift ($z < 2$), même si le modèle standard (Okamoto et al., 2008) génère aux petites masses une légère diminution de la fraction effective, cette limitation de l'accrétion reste en moyenne bien plus limitée que celle déduite du modèle de Gnedin (2000). Un écart d'une décade peut être relevé à la limite de résolution en masse à $z = 1$. Cet écart est dû à l'évolution de la masse de filtrage $M_c(z)$ et à la valeur de l'indice de pente $\alpha = 1$ adoptée par Gnedin (2000).

Deuxièmement, le changement de mode (froid $\rightarrow$ chaud) s'opérant pour les halos plus massifs que $10^{11}\ M_\odot$ entraîne une modification nette de la distribution de taux

d'accrétion total ($\dot{\mathcal{H}}_{ff} + \dot{\mathcal{H}}_{cool}$: Fig. 4.11). En effet, alors qu'une corrélation forte était observée dans le mode froid, la distribution du taux d'accrétion en baryons issue du mode chaud présente une grande dispersion. Cette dernière indique que pour une même masse de structure, l'efficacité de condensation varie fortement. Cette variabilité s'explique essentiellement par le niveau de densité du gaz au centre de l'atmosphère chaude $\rho_{g,0}$, le taux d'accrétion étant d'autant plus élevé que la densité est élevée. Il faut alors ajouter que ces différences de densité sont à mettre sous le coup des processus d'éjection (Sect. 4.5.1). En effet, pour deux halos de matière noire de même masse, un vent rapide et intense issu de la galaxie centrale entraînera une plus grande fraction de masse. L'atmosphère chaude, étant dans tous les cas confinée au rayon de troncature du halo qui pour deux structures de masse identiques ne peut être que proche, cela implique que si la masse confinée est moins importante, la densité au centre l'est également. Des variations de métallicité du gaz, drainé par les vents, peuvent également influencer le processus de condensation (Eq. 4.9). Une métallicité plus élevée accélérera le processus de condensation.

Le cas des sous-structures

Comme il est présenté dans le chapitre précédent, les mesures du taux d'accrétion sur les sous-halos indiquent que ce dernier est faible voire inexistant. Les deux taux d'accrétion $\dot{\mathcal{H}}_{flt}$ et $\dot{\mathcal{H}}_{sh}$, alimentant les deux réservoirs de masses M_{cold} et M_{hot}, suivent donc cette même tendance. De plus, lorsque qu'un halo évolue en tant que sous structure d'un autre, il subit de la part de ce dernier des effets gravitationnels forts. De ce fait, on considère que l'accrétion vers le centre du sous-halo, issu des deux réservoirs, froid et chaud, n'est plus effective pour les sous-structures. Les taux $\dot{\mathcal{H}}_{ff}$ et $\dot{\mathcal{H}}_{cool}$ sont donc posés à 0. La masse des deux réservoirs est alors figée, elle sera redistribuée à la structure principale lors de la prochaine fusion. Une modification future possible consisterait, pour plus de justesse, à rediriger temporairement les flux sortant des deux phases chaude et froide de la sous-structure vers son halo hôte. Dans le cas des évènements de survol, l'accrétion vers le centre de la structure est également stoppée, mais est ré-engagée dès lors que la structure est à nouveau identifiée en temps que halo principal.

En bref !

En résumé, la formation et l'évolution des galaxies sont sujettes à deux modes successifs d'accrétion en baryons. Les halos les moins massifs verront une accrétion

proportionnelle à leur masse, seulement limitée aux plus petites des masses par le phénomène de photo-ionisation. Les halos plus massifs, qui ont vu la croissance et l'évolution d'une galaxie de masse elle aussi plus importante, subissent un taux accrétion en moyenne moins important en proportion de leur masse.

4.4 Formation et évolution d'une galaxie

4.4.1 Les grandes étapes de la formation et de l'évolution d'une galaxie

Un disque de gaz

Le gaz froid en provenance de la structure filamentaire, ainsi que le gaz condensé dans la phase chaude, s'effondrent au centre du halo. Durant sa chute, le gaz acquiert du moment angulaire. C'est ce moment angulaire qui, selon les travaux de Peebles (1969), Blumenthal et al. (1986) et Mo et al. (1998), permet au gaz de se structurer en un disque et de rester relativement stable par la suite. On considère donc que les premières galaxies se forment par l'émergence d'un tel disque de gaz dont les caractéristiques (Sect. 4.4.2) sont directement reliées à la dynamique et à la géométrie du halo de matière noire.

Des disques instables

Le contenu gazeux du disque évolue progressivement au rythme des vents et de l'apport continu en gaz. Que cet apport soit issu des filaments ou de la condensation du gaz de la phase chaude, les épisodes d'accrétion, parfois violents, peuvent être à l'origine d'instabilités gravitationnelles au sein même du disque (Toomre, 1963, 1964).

En raison de ces instabilités, des grumeaux de gaz, appelés *clumps*, peuvent se former dans le disque (Fig. 4.17). Ceux-ci migrent ensuite progressivement vers le centre pour y former une structure dont l'aspect et la dynamique s'apparentent fortement à celle d'un bulbe, structure sphéroïdale émergeant au centre des structures lors de fusion (e.g. Cowie et al., 1995; van den Bergh, 1996; Elmegreen & Elmegreen, 2005; Genzel et al., 2008; Bournaud et al., 2008; Dekel et al., 2009b) (Sect. 4.4.4). En raison de ces rapprochements morphologiques et dynamiques, la structure formée par le regroupement des grumeaux de gaz sera qualifiée de pseudo-bulbe et sera décrite par des relations similaires (Sect. 4.4.5).

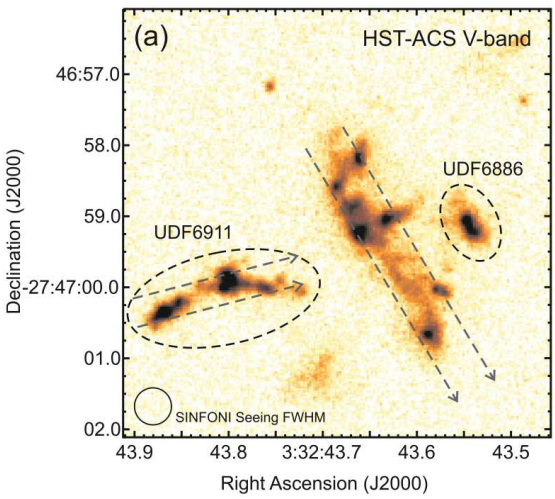


FIGURE 4.12 – Observation de galaxies présentant des *clumps*. La structure principale *UDF 6462* présente une morphologie perturbée regroupant un certain nombre de ces sur-densitées particulières : les *clamps*. *UDF 6462* est identifié dans le *Hubble Ultra Deep feeld* à un décalage spectral $z \simeq 1.6$ c'est à dire dans la première moitié de l'évolution de notre Univers. Les deux autres structures, *UDF 6911* et *UDF 6886*, bien que proches par projection, ne sont pas identifiées au même décalage spectrale et n'interagissent donc par avec *UDF 6462*. Noter au passage la morphologie également perturbée de *UDF 6911*. [figure extraite de Bournaud et al. (2008)].

Fortement inspiré par les résultats de simulations numériques (e.g. Bournaud et al., 2007; Ceverino et al., 2010, 2012), je propose ici une formulation, applicable au cadre des modèles semi-analytiques, dans lesquels la formation, la migration et l'évolution de cette masse instable est totalement pris en compte (Sect. 4.4.3).

L'impact des fusions

Tout ces processus prennent part à l'évolution dite séculaire d'une galaxie qui, en dehors de l'apport en gaz par les filaments et la condensation du gaz chaud, ne fait appel à aucune autre interaction. Comme il est présenté dans l'ensemble des chapitres précédents, l'évolution des galaxies est également sujette à des évènements violents : les fusions.

Ces dernières, en fonction essentiellement des masses des protagonistes peuvent légèrement ou totalement perturber la dynamique. Les processus mineurs de coalescence ne verront qu'une redistribution de la masse entre les différents constituants (disque et (pseudo-)bulbe) des galaxies concernées. Les cas les plus violents, ceux où les intervenants présentent des masses proches, sont à l'origine de la formation des galaxies elliptiques (Sect. 4.4.4). Lors de ces évènements de fusion, on assiste également à une amplification des épisodes de formation d'étoiles responsables des plus fortes luminosités observées.

Même si l'impact le plus visible des fusions est essentiellement perçu dans l'augmentation du taux de formation stellaire, un certain nombre d'autres phénomènes

(accrétion sur le trou noir central par exemple) peuvent être amplifiés lors des fusions de galaxies. C'est pour cela qu'un facteur d'amplification sera associé à chaque évènement de fusion et appliqué aux processus que l'on supposera concernés (Sect. 4.4.4, Eq. 4.40).

La sur-productions d'étoiles, et donc la sur-consommation du gaz, engendre le plus souvent une stérilisation des galaxies les plus massives (souvent elliptiques) qui émergent des processus de fusions. Celles-ci verront alors leurs populations stellaires vieillir sans pouvoir réellement en générer de nouvelles.

La formation d'étoiles

Principalement au sein des disques, mais aussi de façon plus marginale dans les pseudo-bulbes ou les galaxies elliptiques, la condensation et la fragmentation du gaz vont progressivement donner naissance à des populations d'étoiles (Kennicutt, 1998b,a) dont la masse sera distribuée selon une fonction de masse initiale considérée comme universelle (Salpeter, 1955; Scalo, 1998; Kroupa, 2001; Chabrier, 2003). L'amplitude de la formation d'étoiles, traduite par le taux de formation stellaire (SFR), est déduite de la quantité de gaz froid disponible dans la galaxie et du temps dynamique de la composante considérée (disque, *clumps* et bulbe), (Sect. 4.4.6). Ces étoiles vivent et évoluent en relation directe avec leur environnement. Elles participent par un processus de ré-injection de gaz dans le milieu interstellaire à l'enrichissement métallique de ce dernier.

Les supernovae à l'origine d'un vent de gaz chaud

Ce couplage devient extrême lorsque les étoiles les plus massives explosent en supernovae. L'énergie, thermique et cinétique, que ces évènements produisent est alors redistribuée dans le milieu interstellaire. Une partie de cette énergie est ainsi mise à disposition pour le chauffage du gaz environnant, mais également au maintien d'une certaine dispersion de vitesse dans le gaz du disque.

En parallèle, dans les modèles de formation et d'évolution des galaxies, une grande fraction de l'énergie de ces supernovae est utilisée à la production d'un vent de gaz chaud (e.g. Dekel & Silk, 1986; Silk, 2003) à même de quitter le plan du disque de la galaxie (Sect. 4.5.1). Ce gaz chaud alimente alors la phase chaude entourant la galaxie. Il modifie également sa composition en y apportant les métaux formés au cœur des étoiles. Nous verrons que ce processus joue un rôle central dans les modèles actuels, son impact dans l'assemblage des petites structures étant

FIGURE 4.13 – Observations multi-fréquences de la galaxie M82. En dehors du disque d'étoile brillant et des poussières sombres, on constate la présence d'un éjecta de gaz, matérialisé ici en rouge. Ce gaz est probablement entraîné hors de la galaxie, sous l'effet d'un vent dont l'origine est à rechercher dans la redistribution de l'énergie cinétique produite lors de l'explosion des étoiles les plus massives, les supernovae. Ce gaz, qui est généralement chauffé par le même processus, alimente, pour une grande partie, la phase de gaz chaud entourant la galaxie. Une fraction de la masse de ce flux peut être définitivement expulser et quitter le champ d'attraction du halo.

particulièrement important.

Formation et effets générés par les trous noirs super-massifs

Les galaxies sont les hôtes d'objets remarquables, les trous noirs super-massifs. Ces monstres siègent au centre des galaxies massives et en influencent probablement l'évolution.

Dans le modèle présenté ici, je fais l'hypothèse que ces trous noirs, dont les mécanismes exacts de formation sont en grande majorité incompris, sont formés lors des évènements de fusion entre galaxies. En effet, je considère que l'énergie, mise en jeu lors de ces rencontre, est compatible avec la génération d'un tel objet (Sect. 4.4.4).

L'accrétion de gaz en provenance de la galaxie, et plus particulièrement du bulbe central, sur ces objets si spécifiques, est une formidable source d'énergie. Celle-ci est alors redistribuée sous plusieurs formes : lumineuse, thermique mais également cinétique. Dans la majorité des cas, il se forme en effet un jet de matière, perpendiculaire au plan du disque, interagissant fortement avec l'environnement de la galaxie et plus particulièrement la phase chaude qui l'entoure.

La modélisation de ces phénomènes de couplage est réalisée en deux étapes successives (Sect. 4.5). La première est basée sur la conservation d'énergie. Elle permet de déduire les importances relatives de la luminosité du phénomène et de l'énergie cinétique transportée par le jet. Puis, dans un second temps, la prise en compte d'un transfert de moment cinétique entre le jet et le gaz environnant (présent dans le bulbe) permet de déduire la quantité de ce gaz expulsé de la galaxie et alimentant, de fait, la phase chaude.

Nous allons à présent détailler au cours des sections 4.4.2 à 4.5, l'ensemble des

mécanismes abordés précédemment.

4.4.2 Galaxies : une origine sous la forme d'un disque de gaz

Un disque de gaz en rotation

Ainsi le gaz, en provenance des filaments froids ou issu de la condensation de la phase chaude, s'effondre vers le centre de la structure. Durant ce transfert, le gaz acquiert une certaine quantité de moment angulaire (Peebles, 1969) et, à l'image d'une patineuse sur glace, il se met alors en rotation. La rotation est alors maintenue par ce même moment angulaire qui peine à se dissiper (Blumenthal et al., 1986; Mo et al., 1998). Les propriétés du disque sont alors dictées par celles du halo de matière noire qui l'abrite. Comme il est communément utilisé (e.g. Cole, 1991; Cole et al., 2000; Hatton et al., 2003; Somerville et al., 2008; Guo et al., 2011), ce disque est supposé comme étant infiniment fin [9]. La densité surfacique de matière (gaz g et étoiles $\mathcal{S}$) y est supposée suivre une distribution exponentiellement décroissante avec la distance au centre :

$$\Sigma_{\mathcal{D}}(r) = \Sigma_{\mathcal{D},0} exp\left(-\frac{r}{r_{\mathcal{D}}}\right) \tag{4.19}$$

où $r_{\mathcal{D}}$ désigne l'échelle caractéristique de décroissance exponentielle. Cette dernière est directement reliée aux propriétés géométriques et dynamiques du halo de matière noire qui abrite la formation de ce disque. Ainsi,

$$r_{\mathcal{D}} = \frac{\lambda}{\sqrt{2}} R_{halo} \tag{4.20}$$

est reliée au rayon de troncature R_{halo} du halo de matière noire par l'intermédiaire du paramètre de spin λ (e.g. Blumenthal et al., 1986; Sellwood & McGaugh, 2005; Macciò et al., 2008; Cole et al., 2008; Antonuccio-Delogu et al., 2010; Muñoz-Cuartas et al., 2011).

L'intégration de ce profil de densité surfacique permet de déduire la quantité de masse regroupée à l'intérieur du rayon r :

$$M_{\mathcal{D}}(x_{\mathcal{D}}) = M_{\mathcal{D}}\left[1 - exp(-x_{\mathcal{D}})\left(1 + x_{\mathcal{D}}\right)\right] \tag{4.21}$$

On utilise ici la variable réduite $x_{\mathcal{D}}$, définie à partir du rayon caractéristique du

9. C'est une hypothèse forte qui, on le verra, pourrait être remise en cause dans des travaux futurs.

disque, $x_{\mathcal{D}} = r/r_{\mathcal{D}}$. $M_{\mathcal{D}}$ désigne la masse totale du disque. Selon cette même distribution, on peut extraire celle de la masse de gaz ($M_{\mathcal{D},g}$) ou d'étoiles ($M_{\mathcal{D},\mathcal{S}}$), il suffit de les substituer à la masse totale.

Evolution de la taille caractéristique, $r_{\mathcal{D}}$

Au travers des différents épisodes d'accrétion ou de fusion, la taille caractéristique du disque est à même d'évoluer. Ainsi, durant l'évolution séculaire du disque, $r_{\mathcal{D}}$ est déduit de la distribution en masse du disque existant et de celle issue de l'accrétion supportée à cet instant par le disque. Si $M_{\mathcal{D}}^{n-1}$ et $r_{\mathcal{D}}^{n-1}$ sont respectivement la masse et la taille caractéristique du disque à l'instant $n-1$ et que $M_{\mathcal{D}}^{n}$ est la masse de ce même disque à l'instant suivant n distant de δt, alors le rayon caractéristique à cet instant est donné par :

$$r_{\mathcal{D}}^{n} = \sqrt{\frac{M_{\mathcal{D}}^{n}}{\pi \left(\underbrace{\frac{M_{\mathcal{D}}^{n-1} - \dot{\mathcal{G}}_{wind,\mathcal{D}}\delta t}{\pi r_{\mathcal{D}}^{n-1}}}_{\text{Disque existant}} + \underbrace{\frac{(\dot{\mathcal{H}}_{ff} + \dot{\mathcal{H}}_{cool})\delta t}{\pi \left[\frac{\lambda}{\sqrt{2}} R_{halo} \right]_n}}_{\text{Accrétion}} \right)}} \tag{4.22}$$

Le premier terme (Disque existant) fait intervenir la masse de disque à l'instant $n-1$ à laquelle est soustraite la masse de gaz perdue par le disque, durant δt, en raison des vents produits par les supernovae ($\dot{\mathcal{G}}_{wind,\mathcal{D}}\delta t$: Sect. 4.5.1).

Le second terme (Accrétion) est construit sur la masse $(\dot{\mathcal{H}}_{ff} + \dot{\mathcal{H}}_{cool})\delta t$, issue des filaments de gaz froid ($\dot{\mathcal{H}}_{ff}$) et de la condensation du gaz chaud ($\dot{\mathcal{H}}_{cool}$), accrétée par le disque durant δt. Cette masse, lors de son effondrement, est soumise aux contraintes géométriques (R_{halo}) et dynamiques (λ) du halo de matière noire établies à l'instant n.

Cette modification progressive du rayon caractéristique r_d, utilisant une moyenne pondérée faisant intervenir la masse du disque pré-existant et la masse accrétée, en lieu et place d'une refonte complète basée sur les propriétés instantanées du halo, permet d'en lisser l'évolution. Ainsi tout sursaut intempestif, en relation avec une modification brutale des propriétés du halo de matière noire (R_{halo} et/ou λ) n'influence en rien le disque. En effet, comme il sera abordé par la suite, taille du disque, temps dynamique et taux de formation stellaire sont intimement reliés. Une réduction artificielle violente de la taille du disque entraînerait ainsi une modifica-

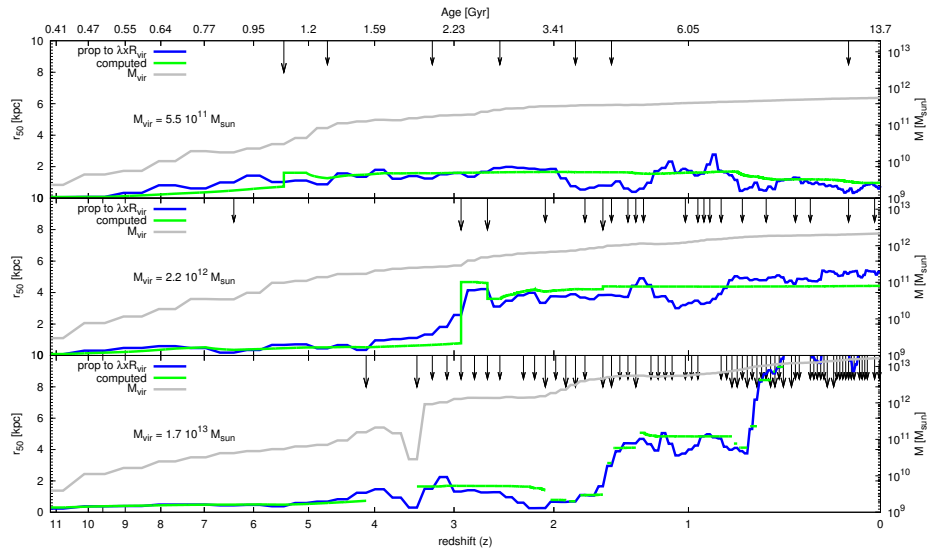


FIGURE 4.14 – Evolution du rayon de demi-masse pour trois systèmes différents. La masse atteinte par le halo de matière noire à z=0 va croissante du cadran supérieur au cadran inférieur. La vignette centrale correspond à un halo de masse $M_{vir} \simeq 2 \times 10^{12}\ M_\odot$, similaire à celui qui abrite notre galaxie. La croissance en masse du halo de matière noire est matérialisée par la courbe grise en trait plein. Les flèches verticales indiquent les fusions ; les plus longues étant dédiées aux fusions majeures. La courbe accidentée bleue indique la taille caractéristique qu'aurait le disque si on appliquait à chaque instant la définition $r_{disc} = (\lambda/\sqrt{2})R_{vir}$. Les variations de taille du halo de matière noire se traduisent alors irrémédiablement sur le disque. Le courbe verte présente l'évolution du rayon de demi-masse ($r_{\mathcal{D},50} \simeq 1.68 r_{\mathcal{D}}$) obtenue par la pondération en masse (Eq. 4.22). L'ensemble des oscillations est lissé. Mis à part les évènements de fusion durant lesquels les propriétés du disque sont totalement ré-évaluées, l'évolution séculaire du disque est caractérisée par une progression douce de sa taille caractéristique. Dans le cadran inférieur, la courbe d'évolution de cette taille caractéristique est momentanément stoppée. Ces instants sont consécutifs à des fusions majeures durant lesquelles le disque est détruit. Le disque ne pourra se reformer que lors d'une nouvelle phase d'accrétion.

tion immédiate du taux de formation stellaire dans le disque, sans vérité physique. La progression de la taille caractéristique du disque, au travers du rayon de demi-masse ($r_{\mathcal{D},50} \simeq 1.68 r_{\mathcal{D}}$), est donnée pour trois systèmes différents en figure 4.14.

Ces disques sont hébergés dans des halos de matière noire, dont la masse mesurée à $z = 0$ va croissante, $M_{vir} \simeq 5 \times 10^{11}\ M_\odot$, $M_{vir} \simeq 2 \times 10^{12}\ M_\odot$ et enfin $M_{vir} \simeq 2 \times 10^{13}\ M_\odot$. La courbe grise donne pour chacun des halos l'évolution de la masse M_{vir}. Les courbes bleues accidentées présentent l'évolution du rayon de demi-masse si on appliquait à chaque instant la définition de l'Eq.4.20. On constate que les variations de taille que subit le halo seraient directement traduites sur le disque.

En revanche, les courbes vertes matérialisent la progression séculaire du rayon de demi-masse, suivant la méthode portée par la définition de l'Eq. 4.22. En dehors des évènements de fusion, durant lesquels le disque peut être détruit (Sect. 4.4.4), les variations sont lissées. Le disque et son contenu sont donc beaucoup moins sujets aux aléas dynamiques et géométriques du halo hôte.

Dans le cadran inférieur, dédié à la structure la plus massive, la courbe de progression du rayon de demi-masse est par moment stoppée. Ces instants succèdent des évènements de fusion majeure durant lesquels le disque a été détruit. Sa reconstruction ne peut alors s'effectuer que par l'accrétion de gaz en provenance de la structure filamentaire froide ou de la condensation de la phase chaude. Dans le cas de la fusion majeure, se déroulant aux environs de $z \simeq 4$, la reconstruction est relativement tardive. Ce retard est à mettre au compte de l'état du halo hôte. En effet, la masse M_{vir} de matière noire marque une décroissance, signe, comme il a été abordé dans les chapitres précédents, d'un phénomène d'érosion du halo. Cette structure est en fait une sous-structure. S'ajoute à cette érosion une très forte diminution de l'accrétion de matière noire diffuse. Les règles d'accrétion sur les sous-structures, présentées précédemment, interdisant l'accrétion de gaz frais sur ce type de sous-halo, la re-formation du disque est retardée. Il s'opèrera quelques temps après, suite à une autre fusion, celle-ci faisant basculer à nouveau la structure dans la population des halos dits principaux.

Il s'agit là uniquement de l'évolution dite séculaire. Or, les disques galactiques sont également soumis au processus de fusion entre galaxies. Dans les cas où l'impact du phénomène est léger, lorsque, comme nous le verrons par la suite, un disque de faible masse fusionne avec un second beaucoup plus massif, la structure rémanente conserve un disque. La taille caractéristique de ce dernier est alors considérée comme étant égale à celle du disque le plus massif. On s'appuie ici sur une hypothèse selon laquelle le dynamique du disque le plus massif domine le système.

Vitesse de rotation $V_{circ,\mathcal{D}}$ et de dispersion $\sigma_{v,\mathcal{D}}$

Durant son effondrement, le gaz froid qui alimente le disque acquiert de l'énergie. Celle-ci doit être distribuée au sein de la structure (Ocvirk et al., 2008; Khochfar & Silk, 2009). Afin de prendre en compte ce phénomène, l'énergie totale, déposée par le processus d'accrétion, est répartie en deux composantes. L'une, cinétique, traduit l'énergie de rotation du disque portée par une vitesse caractéristique $V_{circ,\mathcal{D}}$. L'autre, déduite de l'excédent, alimente une certaine agitation macroscopique du

gaz, traduite par une vitesse moyenne de dispersion $\sigma_{\mathcal{D}}$. Ces deux estimateurs traduisant l'énergie cinétique et l'énergie de dispersion sont respectivement définits, à l'instant n, comme suit :

$$E^n_{V,\mathcal{D}} = \frac{1}{2} M_{\mathcal{D},g} V^2_{circ,\mathcal{D}}(r = r_{\mathcal{G},50}) \quad \text{et} \quad E^n_{\sigma_v,\mathcal{D}} = \frac{1}{2} M_{\mathcal{D},g} \sigma^2_{v,\mathcal{D}}$$

avec $M_{\mathcal{D},g}$ la masse totale de gaz contenue dans le disque $\mathcal{D}$. Concernant l'énergie de rotation $E_{V,\mathcal{D}}$, la vitesse de référence, $V_{circ,\mathcal{D}}$ est mesurée, à partir de la courbe de rotation de la galaxie, à un rayon $r_{\mathcal{G},50}$ enfermant 50% de la masse de la galaxie. La courbe de rotation complète de la galaxie est donnée par la somme quadratique des vitesses de rotation des différents constituants : le disque ($\mathcal{D}$), le bulbe ($\mathcal{B}$) s'il existe, et bien entendu le halo de matière noire ($\mathcal{DM}$) :

$$V^2_{circ,\mathcal{G}} = V^2_{circ,\mathcal{DM}} + V^2_{circ,\mathcal{D}} + V^2_{circ,\mathcal{B}} \tag{4.23}$$

Le profil de rotation circulaire du halo de matière noire est donné précédemment, Eq. 3.11. Celui de la structure centrale, le bulbe, correspondant également à celui d'une galaxie elliptique, sera donné dans une prochaine section dédiée (Sect. 4.4.5 Eq. 4.42). Pour le disque, la distribution de la masse implique le profil de rotation suivant :

$$V^2_{circ,\mathcal{D}}(r) = \frac{G M_{\mathcal{D}}}{2 r^3_{\mathcal{D}}} r^2 \left[I_0 K_0 - I_1 K_1 \right]_{\frac{r}{2r_{\mathcal{D}}}} , \tag{4.24}$$

Il est extrait des travaux de Freeman (1970) et fait intervenir I_j et K_j, les fonctions de Bessel de rang j estimé en $\frac{r}{2r_{\mathcal{D}}}$.

En suivant la répartition de l'énergie entre les deux réservoirs d'énergie, $E_{V,\mathcal{D}}$ et $E_{\sigma_v,\mathcal{D}}$, il est possible d'extraire une estimation de la vitesse de dispersion macroscopique, $\sigma_{v,\mathcal{D}}$, régnant dans le gaz.

Je considère comme hypothèse de départ que le disque de gaz est stable par rotation. Il n'est pas sujet à la dislocation, ni à un effondrement brutal. Le gaz et les étoiles qu'il contient sont donc soumis à des vitesses de rotation dictées par le profil précédent, et ce à chaque instant n. La vitesse de dispersion recherchée ne concernant que le gaz, on ne considèrera par la suite que ce constituant. Sous cette hypothèse de stabilité, entre deux pas de temps distants de δt, l'énergie cinétique du disque ne peut alors varier de plus que :

$$\Delta E^{MAX}_{V,\mathcal{D}} = \left[\frac{1}{2} M_{\mathcal{D},g} V^2_{circ,\mathcal{G}}(r = r_{\mathcal{G},50}) \right]_{n-1} - \left[\frac{1}{2} M_{\mathcal{D},g} V^2_{circ,\mathcal{G}}(r = r_{\mathcal{G},50}) \right]_n$$

Entre ces deux instants, la vitesse caractéristique $V^2_{circ,\mathcal{D}}(r = r_{\mathcal{G},50})$ a évolué en fonction des propriétés de halo de matière noire ou de la répartition de la masse dans la galaxie. En particulier, la masse de gaz contenue dans le disque $M_{\mathcal{D},g}$ a évolué entre ces deux moments, subissant les effets de l'accrétion mais également des vents et la formation stellaire.

Si l'on considère à présent la masse de gaz accrétée durant δt : $(\dot{\mathcal{H}}_{ff} + \dot{\mathcal{H}}_{cool})\delta t$, celle-ci, une fois stabilisée dans le puits de potentiel de la structure, contribue à l'énergie cinétique à hauteur de :

$$E_{acc} = \frac{1}{2}(\dot{\mathcal{H}}_{ff} + \dot{\mathcal{H}}_{cool})\delta t V^2_{circ,\mathcal{G}}(r = r_{\mathcal{G},50})$$

Sous l'hypothèse d'un gain d'énergie cinétique durant un pas de temps, on suppose que l'excédent est entièrement issu de l'énergie apportée par le processus d'accrétion. Dans ces conditions, la différence $MAX(0, E_{acc} - \Delta E^{MAX}_{V,\mathcal{D}})$ traduit un excès d'énergie en provenance de l'accrétion et constitue alors la première source d'énergie attribuée à de la dispersion.

La dispersion de vitesse au sein du gaz peut également être alimentée par un second processus, l'explosion des supernovae. Même si, comme nous le verrons par la suite une grande fraction de l'énergie libérée par ces étoiles en fin de vie est distribuée dans la création d'un vent de gaz chaud, une partie de cette énergie peut également augmenter la dispersion et générer ainsi une certaine turbulence dans le gaz.

Afin de modéliser ce phénomène, une partie de l'énergie libérée par les supernovae, durant un pas de temps de durée δt, est redirigée en direction du réservoir d'énergie de dissipation :

$$E_{sn,\sigma_v,\mathcal{D}} = (1 - \varepsilon_{\mathcal{D}})\eta_{sn} f_{Kin,sn} E_{sn} \dot{\mathcal{S}}_{\mathcal{D}} \delta t \tag{4.25}$$

Ici :

- $(1 - \varepsilon_{\mathcal{D}})$ correspond précisément à la fraction d'énergie attribuée à la dispersion de vitesse. La valeur standard utilisée est fixée à : $(1 - \varepsilon_{\mathcal{D}}) = 0.05$
- η_{sn} indique, en dépendance directe avec la fonction de masse initiale, le nombre de supernovae produites par unité de masse stellaire formée : $[\eta_{sn}] = M_{\odot}^{-1}$.
- $f_{Kin,sn}E_{sn}$ donne la fraction d'énergie cinétique produite par une supernovae, sachant que l'énergie totale distribuée est de $E_{sn} = 10^{44}$ $Joules$. La valeur

standard utilisée est fixée à : $f_{Kin,sn} = 0.3$ (Kahn, 1975; Aguirre et al., 2001).

– $\dot{\mathcal{S}}_{\mathcal{D}}$ est le taux de formation stellaire dans le disque $[\dot{\mathcal{S}}_{\mathcal{D}}] = M_{\odot} \cdot an^{-1}$.

Dans ces conditions, la variation, durant un pas de temps, de l'énergie associée à la dispersion est donnée par :

$$\Delta E_{\sigma_v,\mathcal{D}} = MAX(0, E_{acc} - \Delta E_{V,\mathcal{D}}^{MAX}) + E_{sn,\sigma_v,\mathcal{D}}$$

A partir de l'énergie de dispersion comptabilisée au pas de temps précédent ($E_{\sigma_v,\mathcal{D}}^{n-1}$), en prenant en compte cette variation, accompagnée d'un facteur de dissipation $f_{disp} \simeq 0.05$, il est alors possible de donner une estimation de la vitesse macroscopique moyenne de dispersion dans le gaz :

$$\sigma_{v,\mathcal{D}}^{n} = \sqrt{\frac{2(1-f_{disp})}{M_{\mathcal{D},g}} \left[E_{\sigma_v,\mathcal{D}}^{n-1} + \Delta E_{\sigma_v,\mathcal{D}} \right]}$$

L'étude d'un cas particulier

La figure 4.15 présente l'évolution du rapport σ_V/V (courbe noire) pour un disque hébergé par un halo dont la masse mesurée à $z = 0$ avoisine $M_{vir} \simeq 5 \times 10^{11}\ M_{\odot}$. Sont adjoints à l'évolution du rapport σ_V/V, celle du taux d'accrétion de gaz froid (courbe pointillée bleue), celle du taux de condensation de la phase chaude (courbe pointillée rouge) ainsi que le taux de formation stellaire dans le disque. Les évènements de fusion sont identifiés par les flèches. Le modèle de dissipation d'énergie s'appuie sur deux mécanismes : i) l'accrétion de gaz et ii) l'explosion des étoiles massives qui injectent tous les deux, par hypothèse, de l'énergie dans le milieu interstellaire. L'évolution globale du rapport σ_V/V montre une progression constante et stable en dehors de quelques variations brutales. La première de ces variations est liée à un évènement de fusion majeure (Sect. 4.4.4) qui détruit le disque pré-existant. Un nouveau disque de gaz se reforme alors via la forte accrétion de gaz froid ($\mathcal{H}_{ff} \simeq 20 M_{\odot} \cdot an^{-1}$). Dans ce nouveau disque de gaz ($f_{gaz} = 1$), de faible masse et de petite taille, l'accrétion génère initialement une forte turbulence à grande échelle $\sigma_V/V \simeq 0.5$, mais celle-ci se dissipe ($f_{disp} \simeq 0.05$) progressivement. Les autres sursauts de dispersion de vitesse sont également associés à des fusions mais mineures. Dans ces cas là, le disque n'est pas détruit. Il subit alors des phénomènes de compression et de marée, effet qui se traduisent par des processus de flambée de formation stellaire (sfr). Les étoiles massives formées lors de ces phases intenses évoluent rapidement et terminent leurs vies en supernovae. Ces dernières

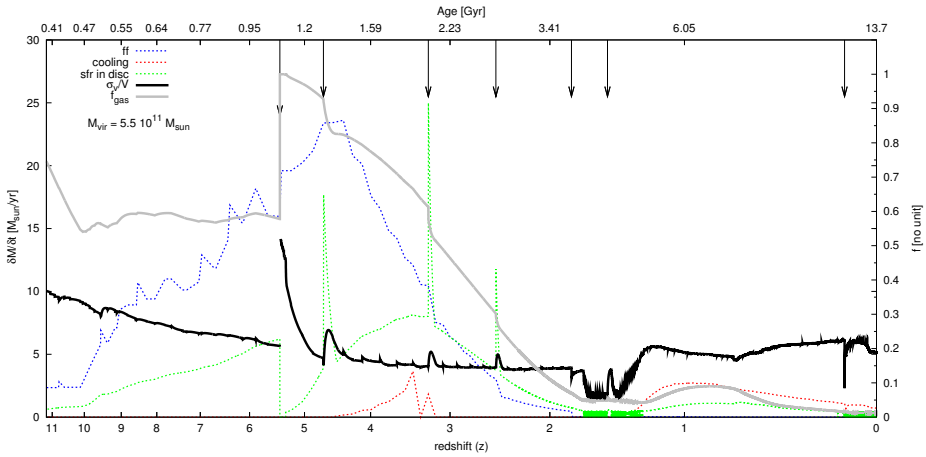


FIGURE 4.15 – Est présentée ici, par la courbe noire, l'évolution du rapport σ_V/V pour un disque hébergé par un halo de masse $M_{vir} \simeq 5 \times 10^{11}\ M_\odot$ à $z = 0$. Les flèches verticales indiquent les évènements de fusion. Sont ajoutés : le taux d'accrétion issu de la phase froide (courbe pointillée bleue), le taux de condensation de la phase chaude (courbe pointillée rouge), ainsi que le taux de formation stellaire dans le disque (courbe pointillée verte). Les valeurs correspondantes sont reportées sur l'axe des ordonnées de droite $[M_\odot \cdot an^{-1}]$. En parallèle, la courbe grise indique la fraction de gaz dans le disque, la valeur étant reportée, comme pour le rapport σ_V/V, sur l'axe des ordonnées de gauche. On constate, pour le rapport σ_V/V, une évolution continue et stable parsemée de modifications violentes. La première, liée à une fusion majeure, s'explique par la destruction du disque pré-existant. Un nouveau disque, de petite taille, intégralement constitué de gaz ($f_{gaz} = 1$), se forme suite à la forte accrétion de gaz froid. La croissance en masse et taille du disque de gaz s'accompagne d'un retour à de plus faibles valeurs pour le rapport σ_V/V. Plusieurs autres variations sont identifiables. Même si elles sont également liées à des fusions, ces dernières étant mineures, le disque est conservé (Sect. 4.4.4). Dans ces disques, et en lien avec les processus de compression du gaz associés aux fusions, des épisodes de flambées de formation d'étoiles sont générés. Les étoiles les plus massives, formées lors de ces épisodes finissent rapidement leur vie en supernovae. Ces dernières redistribuent une partie de leur énergie cinétique dans le milieu interstellaire (Eq. 4.25) faisant ainsi augmenter le rapport σ_V/V. Ce dernier décroît et se stabilise par la suite en raison de la dissipation ($f_{disp} \simeq 0.05$).

ré-injectent une partie de leur énergie cinétique dans le milieu interstellaire. Cela produit l'augmentation du rapport σ_V/V. Celui-ci se stabilise ensuite en raison de la dissipation.

D'un point de vue plus large

La figure 4.16 présente l'évolution avec le redshift de la distribution du rapport entre la vitesse moyenne de dispersion et la vitesse de rotation mesurée au rayon de demi-masse : σ_v/V. Les différente courbes de couleurs matérialisent cette distribution à différents redshifts ($z \simeq 6$ (rouge) $\rightarrow z = 0$ (bleu)). La distribution

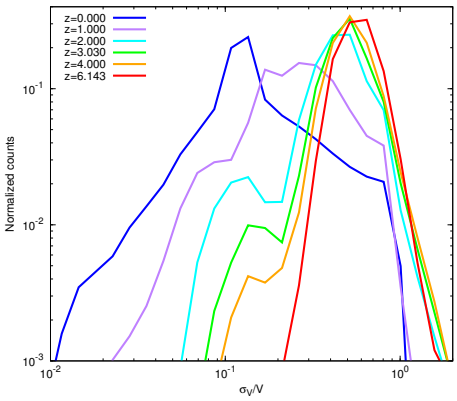


FIGURE 4.16 – Evolution avec le redshift du rapport σ_v/V dans les disque. Le redshift est matérialisé par le code couleur ($z \simeq 6$ (rouge) $\rightarrow$ $z = 0$ (bleu)). On constate une nette évolution. Les disque évoluant à des redshifts élevée $z \simeq 6$ (rouge) présentent un rapport moyen $\sigma_v/V \simeq 0.6$ indiquant que la dynamique est fortement perturbée. Une faible fraction de l'énergie en provenance de l'accrétion a pu être dissipée. Progressivement, une seconde population apparaît, présentant un rapport moyen $\sigma_v/V \simeq 0.1$, signifiant une rotation établie plus stable. Cette famille de disque est constituée des structures les plus massives ayant pu dissiper l'énergie de l'accrétion.

rouge correspondant à la plus jeune des populations, évoluant à $z \simeq 6$, présente une valeur moyenne pour le rapport relativement élévée : $\sigma_v/V \simeq 0.6$. On peut en déduire que le disque présente une rotation fortement perturbée. Les observations menées par Law et al. (2007, 2009) ou encore Förster Schreiber et al. (2009) tendent à monter l'existence, aux alentours de $z \simeq 2$ de structures riches en gaz et donc la dynamique est compatible avec ces rapports $\sigma_v/V \simeq 1$. Ainsi, même si la vitesse de rotation circulaire reste plus élevée que celle de dispersion, il n'en reste pas moins qu'une grande partie de l'énergie accumulée par les processus d'accrétion n'est pas encore dissipée.

Au fur et à mesure que le temps passe, il émerge une seconde population présentant, elle, un rapport entre ces vitesses caractéristiques en moyenne beaucoup plus faibles : $\sigma_v/V \simeq 0.1$. Ceci indique que ces disques, majoritairement massifs, présentent une rotation bien établie et que la vitesse de dispersion reste raisonnable. Localement, $z = 0$ la grande majorité des disques présente ce type de dynamique, comme le démontre la distribution locale (bleue).

Ce modèle simple de distribution de l'énergie cinétique dans les disques, même s'il pouvait être approfondi, démontre que la dynamique des premiers disques, formés essentiellement dans les petites structures et alimentés en conséquence par une accrétion très efficace de gaz froid, ne peut être compatible avec la représentation d'un disque infiniment fin de gaz. Un modèle de disque épais, présentant un profil vertical de masse et de vitesse, devra être développé dans des travaux futurs.

Controverse

La modèle présenté s'appuie sur l'hypothèse d'un transport au travers et vers le gaz d'énergie issue des processus d'accrétion. Cette idée fait l'objet de certaines études concernant, entre autres, son implication sur les mécanismes de formation stellaire Khochfar & Silk (2009). Récemment, certain travaux Hopkins et al. (2013) tendent à monter qu'en particulier, l'accrétion filamentaire, bien que colmatée et intense, ne participerait pas à l'évolution de la dissipation de vitesse et à l'émergence d'une turbulence à grande échelle dans les disques. La question se doit i) d'être posée et ii) d'être prise en compte dans les modèles. La mise en œuvre qui en est faite ici, qui plus est, dans le cadre semi-analytique, ne se veut en aucun cas définitive et doit être prise comme piste de recherche pour des travaux futurs.

Temps dynamique du disque

Une structure de type disque est donc soumise à deux dynamiques différentes, une rotation dont le profil est dicté par le puits de potentiel creusé par les distributions de masse du disque, du bulbe (s'il est présent) et du halo de matière noire. En parallèle, comme nous venons de le voir, le gaz présent dans le disque peut être le siège d'une dispersion de vitesse.

Dans ce contexte, le temps caractéristique de la dynamique du disque est donné par :

$$t_{dyn,\mathcal{D}} = MIN\left[2r_{\mathcal{D},50}\sigma_r^{-1}\ ;\ 2\pi V_{circ,\mathcal{G}}^{-1}(r = r_{\mathcal{D},50})\right] \tag{4.26}$$

Il correspond donc au temps minimal entre celui de parcours d'une orbite circulaire dessinée au rayon de demi-masse $r = r_{\mathcal{D},50}$ parcourue à la vitesse caractéristique $V_{circ,\mathcal{G}}$ et celui de traversée radiale $\Delta r = 2r_{\mathcal{D},50}$ du disque à une vitesse de dispersion caractéristique σ_r. Cette dernière vitesse est alors déduite de la dispersion vitesse : $\sigma_r = \sigma_{v,\mathcal{D}}/\sqrt{3}$ supposant une distribution isotropique.

Ce temps dynamique sera utilisé par la suite dans l'estimation de taux de formation stellaire.

4.4.3 Instabilités dans le disque, formation de *clumps*

De l'existence de disques instables

Depuis plus d'une dizaine d'années, un certain nombre d'observations (e.g. Cowie et al., 1995; van den Bergh, 1996; Elmegreen & Elmegreen, 2005; Genzel et al., 2008; Bournaud et al., 2008) mais aussi certaines des simulations hydrodynamiques

montrent l'existence de disque très riche en gaz et présentant de fortes instabilités. Ces disques perturbés sont donc sujets à la fragmentation. Ils forment des grumeaux de gaz appelés *clumps*. Ces derniers interagissent et migrent progressivement, au travers du disque, vers le centre de la galaxie (Elmegreen, 2009; Dekel et al., 2009b). Ils se regroupent, fusionnent entre eux et donnent naissance à une structure homogène, à la morphologie proche d'un bulbe (Fig. 4.17). La migration de cette masse instable, au sein de laquelle des étoiles peuvent tout de même se former, stabilise progressivement le disque. Ces épisodes sont transitoires.

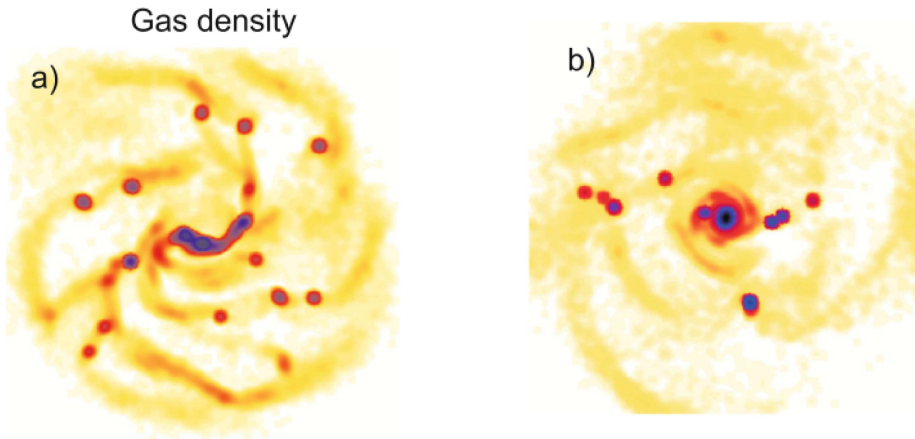


FIGURE 4.17 – Le processus de migration des *clumps* décrit dans une simulation hydrodynamique d'un disque de galaxie à redshift $z \simeq 1.6$. Les deux vignettes représentent le champ de densité à deux instants successifs (a $\rightarrow$ b). On constate la formation de sur-densités géantes, *clamps*. Ces derniers interagissent avec le disque qui les abrite et migrent progressivement vers le centre de la galaxie. On constate alors qu'ils se regroupent au centre pour donner naissance à une structure dense à la morphologie elliptique se rapprochant par sa dynamique à un bulbe : c'est le pseudo-bulbe. [Figure extraite de Bournaud et al. (2008)]

Un nouveau modèle dédié aux *clumps*

Je présente, ici, un modèle traitant de la formation, de l'évolution et de la migration des *clumps* dans les disques. Le modèle adapte en partie les résultats de Dekel et al. (2009b) à l'approche semi-analytique. L'idée directrice consiste à suivre l'évolution de la masse instable évoluant dans un disque et à la distribuer dans un certain nombre de *clumps* géants. Les propriétés de ces derniers sont déduites de la géométrie et de la dynamique du disque qui les contient. Cette masse instable, prise en compte par l'intermédiaire des *clumps*, est progressivement transférée vers le centre du disque. La quantité de masse transférée est enregistrée

au fil de l'évolution. Lorsque celle-ci dépasse une valeur critique, déduite de la masse caractéristique d'un *clump* à cette époque, on effectue un transfert instantané vers une structure de type bulbe. Cette migration s'apparente, dans sa mise en œuvre, à un micro-évènement de fusion.

Le protocole mis en place pour modéliser la formation, la migration et le devenir des *clumps* dans le disque, s'articulent autour de trois composantes représentées en figure 4.18

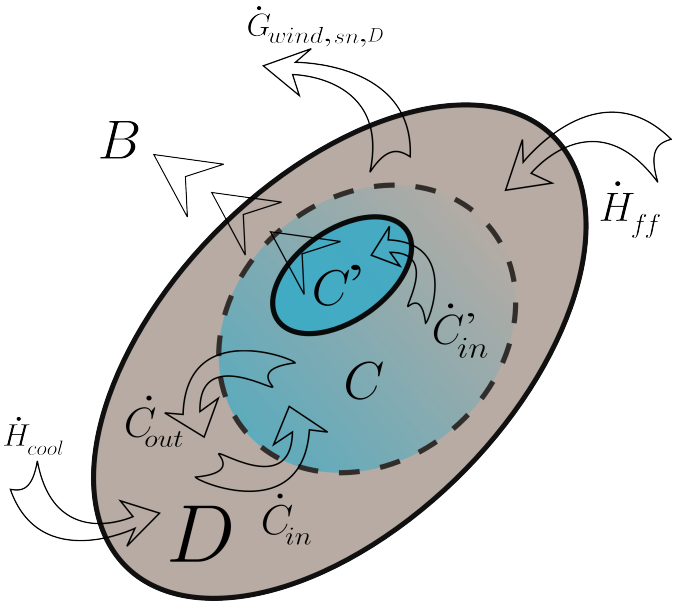


FIGURE 4.18 – Schéma des différentes composantes d'un disque, $\mathcal{D}$. Sont également indiquées, par l'intermédiaire des taux de transfert, les différentes interactions existants entre ces mêmes composantes, et celles liées à son environnement. Le disque $\mathcal{D}$ est alimenté en gaz par les filaments froids ($\dot{\mathcal{H}}_{ff}$) et par la condensation de la phase chaude ($\dot{\mathcal{H}}_{cool}$). La masse instable de gaz, responsable des instabilités et participant, de fait, à la formation des *clumps* est comptabilisée dans la composante $\mathcal{C}$. La masse contenue dans cette composante varie du fait de la formation ($\dot{\mathcal{C}}_{in}$: Eq. 4.36) et de la destruction ($\dot{\mathcal{C}}_{out}$: Eq. 4.37) de ces grumeaux de matière. En fonction des propriétés dynamiques du disque, une partie de la masse de la composante $\mathcal{C}$ est transférée ($\dot{\mathcal{C}}'_{in}$) définitivement vers une seconde composante $\mathcal{C}'$ modélisant ainsi la migration progressive des *clumps* vers le centre de la structure. Même s'ils sont en cours de transfert, les *clumps* sont considérés comme parti intégrante du disque, il participe en particulier à la formation stellaire. Le transfert définitif vers le pseudo-bulbe central ($\mathcal{B}$) s'effectue dès lors que la masse comptabilisée dans la composante $\mathcal{C}'$ excède la masse caractéristique d'un *clump* référencé soit à l'instant de formation des premiers *clumps* soit à celui du dernier transfert.

Estimation de la masse instable

La première étape consiste à identifier la masse de gaz instable présente dans le disque. En s'appuyant sur les travaux de (Toomre, 1963, 1964), on considère que le disque devient instable si sa densité de surface en gaz devient trop importante, au regard de sa dynamique quantifiée au travers de la fréquence épyciclique κ, et de la vitesse moyenne de dispersion radiale σ_r. Le critère de stabilité est alors contrôlé par la donnée du paramètre suivant :

$$Q = \frac{\sigma_r \kappa}{\pi G \Sigma_{\mathcal{D},g}} \quad \text{avec} \quad \kappa = \left.\frac{V_{circ,\mathcal{D}}(r)}{r}\right|_{r=r_{\mathcal{D},50}} \quad \text{et} \quad \sigma_r = \sigma_{v,\mathcal{D}}/\sqrt{3} \tag{4.27}$$

dit de Toomre faisant intervenir, outre la fréquence épicyclique κ mesurée au rayon de demi-masse du disque ($r_{\mathcal{D},50}$) et la vitesse moyenne de dispersion radiale σ_r, la densité surfacique de gaz moyenne $\Sigma_{\mathcal{D},g}$ mesurée dans le disque de gaz. Cette dernière est estimée comme suit :

$$\Sigma_{g,\mathcal{D}} = 0.9 \frac{M_{g,\mathcal{D}}}{\pi r_{\mathcal{D},90}^2} \tag{4.28}$$

où $r_{\mathcal{D},90}$ n'est autre que le rayon enfermant 90% [10] de la masse du disque.

Cet estimateur étant défini, il ne reste plus qu'à fixer la référence de stabilité. Celle-ci, comme couramment utilisé (Dekel et al., 2009b; Bournaud et al., 2007; Ceverino et al., 2010, 2012), avoisine l'unité et sera donc, par raison de simplicité, fixée à $Q_{crit} = 1$. Ainsi, tout disque de gaz présentant un critère de Toomre inférieur à ce seuil ($Q < Q_{crit}$) sera qualifié d'instable.

L'hypothèse fondatrice du modèle de formation des *clumps* s'articule autour de l'idée que l'instabilité du disque de gaz est due, et entièrement due, à un excès de masse de gaz au regard de la dynamique interne de la structure. C'est cet excès de masse, comptabilisé dans la composante $\mathcal{C}$, qui sera progressivement transféré vers le centre, stabilisant de fait le disque.

A chaque instant, le contenu gazeux du disque $M_{g,\mathcal{D}}$ est subdivisé artificiellement en deux composantes, une partie de masse $M_{g,\mathcal{C}}$ composée de *clumps* et résumée par la composante $\mathcal{C}$, une seconde partie de masse $M_{g,\mathcal{D}} - M_{g,\mathcal{C}}$ que l'on peut qualifier d'homogène.

On estime alors la stabilité de la composante homogène du disque à partir du paramètre de Toomre *réduit* Q', ne faisant intervenir dans le calcul de la densité

10. D'ou le facteur 0.9

surfacique de gaz que la masse de la composante homogène : $M_{g,\mathcal{D}} - M_{g,\mathcal{C}}$. Si la valeur de ce paramètre réduit est inférieure à la valeur critique Q_{crit} alors il est possible d'identifier la quantité de masse excédentaire, instable $M_{g,\mathcal{D},i}$, et de la distinguer de la masse nécessaire $M_{g,\mathcal{D},s}$ pour assurer la stabilité du disque de gaz. On réalise cette séparation par le jeu de ré-écriture suivant :

$$\begin{aligned} \frac{1}{Q'} &= 0.9G\frac{(M_{g,\mathcal{D},s} + M_{g,\mathcal{D},i})}{r^2_{\mathcal{D},90}\sigma_r\kappa} \\ &= \frac{1}{Q_{crit}} + 0.9G\frac{M_{g,\mathcal{D},i})}{r^2_{\mathcal{D},90}\sigma_r\kappa} \end{aligned} \tag{4.29}$$

Le premier terme, $\dfrac{1}{Q_{crit}}$ construit à partir de la masse $M_{g,\mathcal{D},s}$, constitue la fraction effectivement stable de la composante homogène. On peut alors extraire de cette expression la quantité de masse excédentaire $M_{g,\mathcal{D},i}$ rendant la structure gazeuse instable :

$$M_{g,\mathcal{D},i} = \frac{r^2_{\mathcal{D},90}\sigma_r\kappa}{0.9G}\left(\frac{1}{Q'} - \frac{1}{Q_{crit}}\right) \tag{4.30}$$

A partir de cette estimation de la masse instable, on peut définir un taux de formation des *clumps*, basé sur la dynamique du disque :

$$\dot{\mathcal{C}}_{in} = \frac{M_{g,\mathcal{D},i}}{t_{dyn,\mathcal{D}}} \tag{4.31}$$

On considère, ici, que la formation des *clumps* est un processus continu et non instantané, s'effectuant sur un temps caractéristique proche du temps dynamique du disque $t_{dyn,\mathcal{D}}$ (Eq. 4.26).

Caractéristiques moyennes d'un *clump*

Il reste à définir les caractéristiques de masse et de taille des *clumps* qui évoluent au sein du disque. Dans le cas du modèle présenté ici, les *clumps* pouvant se former seront de masse et de taille identiques, lesquelles seront dictées par les propriétés structurelles non seulement du disque, mais également du bulbe s'il existe, et du halo de matière noire. On se tourne alors vers les travaux de Dekel et al. (2009b) qui définissent le paramètre clé suivant :

$$\delta = \frac{M_{\mathcal{D}}(< r_{\mathcal{D},90})}{M_h(< r_{\mathcal{D},90}) + M_{\mathcal{D}}(< r_{\mathcal{D},90}) + M_{\mathcal{B}}(< r_{\mathcal{D},90})} \tag{4.32}$$

$r_{\mathcal{D},90}$ étant le rayon englobant 90% de la masse du disque, δ indique quelle fraction de la masse totale (disque, bulbe et halo de matière noire compris) est effectivement dans le disque. A partir de ce paramètre, le rayon caractéristique est donné par Dekel et al. (2009b) (Eq. 8)

$$r_{\mathcal{C}} = \frac{\pi}{6}\delta r_{\mathcal{D},90} \tag{4.33}$$

où $r_{\mathcal{D},90}$ est le rayon englobant 90% de la masse du disque. De façon similaire, la masse individuelle moyenne est donnée par Dekel et al. (2009b) (Eq. 9) :

$$M_{\mathcal{C}}^{ind} = \frac{\pi^2}{36}\delta M_{\mathcal{D}} \tag{4.34}$$

La donnée de la masse totale contenue dans la composante $\mathcal{C}$, adjointe à cette masse individuelle, permet de dénombrer le nombre de clumps évoluant dans le disque.

Evolution de la composition moyenne

A l'origine, tous les *clumps* sont constitués de gaz. Mais, comme dans toutes les autres composantes de la galaxie (Disque et Bulbe), le gaz qu'ils contiennent peut se condenser et former des étoiles. Comme il sera décrit prochainement, le taux de conversion du gaz en étoiles est une fonction du temps dynamique caractéristique de la composante. Ainsi, dans le cas des *clumps*, ce temps dynamique est estimé comme suit :

$$t_{\mathcal{C}} = \sqrt{\frac{r_{\mathcal{C}}^3}{G f_g M_{\mathcal{C}}^{ind}}} \quad \text{avec} \quad f_g = \frac{M_{g,\mathcal{C}}}{M_{g,\mathcal{C}} + M_{\mathcal{S},\mathcal{C}}} \tag{4.35}$$

où f_g indique la fraction de gaz contenue en moyenne dans chaque *clumps*. Pour estimer cette dernière, la masse stellaire formée au sein des *clumps* est comptabilisée. Suivant la même logique que précédemment, tous les *clumps* étant considérés de masse identique, ils abritent la même quantité d'étoiles.

La composition moyenne des *clumps* évolue avec le temps. La masse de gaz, expulsée par les vents générés par les supernovae explosant dans le disque, est ainsi soustraite à la composante $\mathcal{C}$ au prorata de sa masse de gaz $M_{g,\mathcal{C}}$.

Transfert

On considère que le transfert des *clumps* est, comme l'indiquent les simulations hydrodynamiques (Fig. 4.17), un processus continu et progressif. Ainsi, la masse de gaz et d'étoiles, structurée sous forme de *clumps* et représentée par la composante $\mathcal{C}$ (Fig. 4.18), est transférée progressivement vers une seconde composante $\mathcal{C}'$ qui

comptabilise la masse en cours de transfert vers le centre de la galaxie et plus précisément vers un pseudo-bulbe. Le taux de transfert :

$$\dot{\mathcal{C}}_{in}^{'} = \frac{M_{\mathcal{C}} - M_{\mathcal{C}'}}{t_{\mathcal{C}}^{migr}} \tag{4.36}$$

est construit autour d'un temps de migration $t_{\mathcal{C}}^{migr}$ dont l'expression extraite des travaux de Dekel et al. (2009b) (Eq. 19)

$$t_{\mathcal{C}}^{migr} = 2.1 \left(\frac{Q}{\delta}\right)^2 t_{dyn,\mathcal{D}}$$

lui même dépendant du temps dynamique du disque $t_{dyn,\mathcal{D}}$ (Eq. 4.26), du paramètre de Toomre Q et de la fraction de masse δ (Eq. 4.32). Jusqu'à présent, la masse de gaz et d'étoiles contenue dans la phase $\mathcal{C}$ dédiée aux *clumps* évolue avec le disque. Pour que cette masse soit définitivement transférée et considérée alors comme faisant partie du bulbe ou du pseudo-bulbe ($\mathcal{B}$) évoluant au centre de la galaxie, il faut se donner un seuil de transfert. Dès lors que la masse comptabilisée dans la composante $\mathcal{C}^{'}$ dépasse cette limite, la masse est définitivement transférée et n'appartient plus au disque (Fig. 4.18). Cette masse seuil est établie comme étant celle d'un *clump* $M_{\mathcal{C}}^{ind}$ (Eq. 4.34) soit au moment du dernier transfert vers le bulbe soit, si aucun transfert n'a encore été réalisé, au moment de la formation des premiers *clumps*. Ainsi, à chaque transfert le seuil est ré-évalué. Le *clumps* transféré est à l'origine ou fait croître le bulbe évoluant au centre de la galaxie. Il s'agit d'un évènement de micro-fusion, le bulbe grossit sous la condition simple d'une densité volumique moyenne constante. Lors de son transfert, le *clumps* transporte du gaz et des étoiles dans les proportions de celles établies dans la composante $\mathcal{C}$. Nous verrons par la suite que la masse de gaz contenue dans le *clump* vagabond alimente, s'il existe, le tore d'accrétion du trou noir central.

Dislocation des *clumps*

La composante $\mathcal{C}$ dédiée aux *clumps* évolue donc en étroite relation avec le disque. A tout instant, la stabilité de ce dernier est testée. Lorsque l'ensemble de la phase dite homogène $M_{g,\mathcal{D}} - M_{g,\mathcal{C}}$ ne présente plus d'instabilités ($Q' > Q_{crit}$), on considère que les *clumps* peuvent se disloquer. Ainsi, on retire progressivement

de la masse[11] à la composante $\mathcal{C}$. Le taux de dislocation (Fig. 4.18) donné par :

$$\dot{\mathcal{C}}_{out} = \frac{M_{\mathcal{C}} - M_{\mathcal{C}}^{'}}{t_{\mathcal{C}}^{dis}} \tag{4.37}$$

est déduit du temps de dislocation $t_{\mathcal{C}}^{dis}$ donné par Dekel et al. (2009b) (Eq. 14)

$$t_{\mathcal{C}}^{disr} = 1.4\frac{t_{dyn,\mathcal{D}}}{Q}$$

lui même relié, au même titre que le temps de migration, au temps dynamique du disque $t_{dyn,\mathcal{D}}$ (Eq. 4.26) et du paramètre de Toomre Q. Noter que seule la masse non encore transférée $M_{\mathcal{C}} - M_{\mathcal{C}}^{'}$ peut être soumise à la dislocation.

Emergence de *clumps* et stabilité du disque

La figure 4.19 présente l'évolution au cours du temps des processus de formation, de migration et de dislocation de *clumps* dans un disque.

Le cadran supérieur de la figure porte la valeur du paramètre, dit de Toomre, permettant de caractériser la stabilité du disque de gaz. Dans une première période de son évolution, le disque de gaz reste stable $Q > Q_{crit}$. En revanche, durant la période identifiée par les deux références verticales noires ($z \simeq 1.5$ et $z \simeq 0.25$), le disque de gaz traverse une phase d'instabilité. Durant cette dernière, les processus de formation, migration et dislocation de *clumps* se mettent en place. Le cadran inférieur de la figure 4.19 détaille cette période particulière au travers du suivi, là également, du paramètre de Toomre mais aussi du nombre de *clumps* (en bleu) et de la masse caractéristique de ces derniers (en vert).

On assiste dans un premier temps, suite à une fusion mineure, à la formation d'un très grand nombres de clumps ($N > 30$) dont la masse caractéristique reste faible ($M_{\mathcal{C}}^{ind} < 10^5\ M_{\odot}$). Puis, au travers de quatre évènements de fusion successifs, se dessinent trois périodes distinctes, aux cours desquelles la composante modélisant les *clumps* s'articule autour d'un nombre croissant de structures dont la masse individuelle reste stable. Noter que celle-ci présente des valeurs différentes, croissantes, dans les trois périodes successives.

Puis, suite encore une fois à un évènement de fusion, on assiste à un changement de comportement. ALors que précédememnt, plusieurs clumps de masse caractéristiques stables se forment, ici on assite à la formation d'un *clump* unique

11. Masse de gaz et masse d'étoiles sont retirées simultanément dans les proportions qu'elles prennent au sein de la composante $\mathcal{C}$

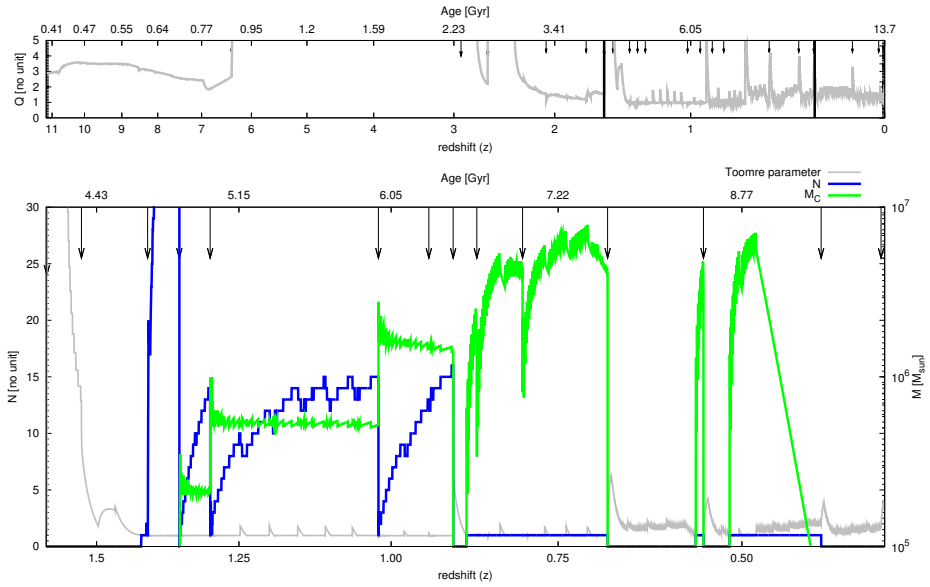


FIGURE 4.19 – Evolution du critère de stabilité du disque Q et formation, évolution et migration de *clumps*. Le cadran supérieur donne l'évolution au cours du temps ($z = 10 \rightarrow z = 0$) du paramètre dit de Toomre, utilisé pour déterminer la stabilité d'un disque de gaz. Dans la première partie de son évolution, le paramètre présente des valeurs supérieures à $Q_{crit} = 1$, signe de la stabilité du disque. En revanche dans la période comprise entre les redshifts $z \simeq 1.5$ et $z \simeq 0.25$, matérialisée par les deux lignes verticales noires, le disque traverse une période d'instablité durant laquelle un certain nombre de *clumps* seront formés. Le cadran inférieur détaille cette période. L'évolution du paramètre de Toomre (courbe grise) y est repris. Sur la figure sont ajoutés le nombre de *clumps* (en bleu) et leurs masses caractéristiques (en vert). Suite à deux fusions successives (majeure + mineure) la stabilité du disque est fortement compromise, le paramètre de Toomre atteint rapidement la valeur critique $Q_{crit} = 1$. A cet instant, un très grand nombre de *clumps* ($N > 30$) de faible masse ($M_{\mathcal{C}}^{ind} < 10^5\ M_{\odot}$) se forme. Il s'ensuit une série de fusions durant lesquelles (par construction, voir Sect. 4.4.4) les *clumps* peuvent être détruits puis reformés. Entre ces évènements, le nombre de *clumps* augmente progressivement. En revanche, la masse caractéristique reste stable. Cette dernière se stabilise à des valeurs de plus en plus élevées au cours des trois périodes inter-fusion successives. Les *clumps* finissent par atteindre une masse caractéristique : $M_{\mathcal{C}}^{ind} \simeq 10^6\ M_{\odot}$. Noter les phases de migration de *clumps* vers le pseudo-bulge, identifiables entre $z = 1.25$ et $z \simeq 1$, par une diminution temporaire du nombre de *clumps* dans le disque. On assiste ensuite à un changement de comportement. Alors que précédemment, la composante des *clumps* s'articulait autour de la formation progressive de plusieurs clumps de masse caractéristique stable, dans cette seconde partie de l'évolution, la dynamique du disque produit l'apparition d'un seul *clump* mais dont la masse croît progressivement. Cet unique *clump* se reforme à la suite de chaque fusion. La fin de la période instable du disque $z > 0.5$ est marquée par la dislocation progressive de ce *clump* unique.

dont la masse croît progressivement. La phase d'instabilité du disque de gaz se termine par la mise en place d'un processus de dislocation de ce *clumps* unique qui disparaît alors progressivement.

4.4.4 Les fusions entre galaxies

Les sections précédentes traitent de l'évolution dite séculaire d'une galaxie, l'influence de l'accrétion continue sur la taille caractéristique du disque ou encore le transfert de masse vers le centre. Tous ces processus ne s'appliquent qu'au sein même d'une galaxie sans tenir compte (accrétion mise à part) de l'environnement à plus large échelle. Mais, comme il a été abordé précédemment, le scénario hiérarchique des galaxies implique l'existence de phénomènes de fusion entre galaxies. Ces dernières constituent même les évènements les plus violents dans leurs processus de croissance.

Comme il est présenté au début de ce chapitre, les évènements de fusion sont considérés comme se déroulant instantanément au milieu d'un pas de temps principal (Sect. 4.1.2 Fig. 4.2). Ces fusions influencent la structuration et la dynamique des galaxies. Les paragraphes suivant sont dédiés à la description des effets de ces évènements de fusion sur la structuration et la composition de la galaxies résultante de la fusion.

L'influence du rapport de masse

La collision de deux structures galactiques, évoluant l'une et l'autre au centre de deux halos de matière noire, peut, selon son importance, légèrement ou totalement redistribuer la masse. Dans les cas dits mineurs où l'une des deux galaxies est beaucoup moins massive que sa consœur, la morphologie n'est en général pas fortement modifiée. En revanche, dans les cas les plus violents, où les deux galaxies de masses proches, se présentent avec des sens de rotation inversés (prograde et rétrograde) la redistribution des orbites du gaz et des étoiles donne naissance à une galaxie de morphologie elliptique caractérisée par une grande dispersion de vitesse. On distingue alors ces deux cas principaux de fusions majeure et mineure par le rapport de masse η_m des progéniteurs :

$$\eta_m = \frac{MIN(M_{\mathcal{H}_1,50}\ ;\ M_{\mathcal{H}_2,50})}{MAX(M_{\mathcal{H}_1,50}\ ;\ M_{\mathcal{H}_1,50})} \tag{4.38}$$

où $M_{\mathcal{H}_i,50}$ comptabilise la masse de la galaxie i (disque, et bulbe s'il existe) et du halo de matière noire englobée dans le rayon de demi-masse de la galaxie ($r_{\mathcal{G},50}$). A partir de ce paramètre, on qualifie de fusion majeure un évènement pour lequel $\eta_m > 1/3$, signifiant que la masse de la plus petite des deux galaxies fusionnant représente plus du tiers de la masse de la seconde, plus massive.

Le devenir des composantes de la galaxie

Le devenir des différentes composantes, structurant les deux protagonistes de la fusion dépend intégralement du rapport des masses. Pour les évènements de fusion mineure, $\eta_m < 1/3$, on considère que la morphologie n'est pas remise en cause. Ainsi, les composantes de gaz et d'étoiles des deux disques sont simplement sommées. La taille caractéristique du disque rémanent est dès lors fixée à la valeur maximale entre les deux protagonistes, considérant alors que le plus petit des deux est absorbé par l'autre, plus grand. Concernant la composante modélisant l'émergence et l'évolution de *clumps*, on considère que, si la fusion mineure fait intervenir deux disques, la dynamique n'est pas compatible avec le maintien des clumps. Ces derniers sont donc détruits, ils pourront se reformer ensuite (Fig. 4.19). En revanche, lors d'un fusion mineure faisant intervenir qu'un seul disque (elliptique + disque), la composante *clumps* du disque est conservée.

Si les deux galaxies présentent un bulbe, le protocole est identique, la taille caractéristique du bulbe rémanent est fixée à la valeur maximale des deux bulbes progéniteurs.

Dans les cas de fusion majeure, la morphologie est totalement remise en cause. La galaxie rémanente arbore alors une structure elliptique, les disques des deux progéniteurs sont alors détruits. La structure résultant de la fusion est caractérisée par le rayon $r_{\mathcal{B},50}$ englogant 50% de sa masse et établie, sous réserve de conservation de la masse et de validité du théorème du Viriel, comme suit (Hatton et al., 2003) :

$$r_{\mathcal{B},50} = \frac{(M_{\mathcal{H}_1,50} + M_{\mathcal{H}_1,50})}{\frac{M^2_{\mathcal{H}_1,50}}{r_{\mathcal{G},1}} + \frac{M^2_{\mathcal{H}_1,50}}{r_{\mathcal{G},2}} - 2.5\frac{M_{\mathcal{H}_1,50}M_{\mathcal{H}_1,50}}{(r_{\mathcal{G},1}+r_{\mathcal{G},2})}} \tag{4.39}$$

où, comme précédemment, $M_{\mathcal{H}_i,50}$ comptabilise la masse de la galaxie i (disque, et bulbe si il existe) et du halo de matière noire englobée dans le rayon de demi-masse de la galaxie ($r_{\mathcal{G},50}$)

Le devenir des composantes du halo, $\mathcal{H}_{cold}$, $\mathcal{H}_{hot}$

Même si les conséquences d'une fusion sont plus aisément mesurables sur la galaxie résultante (flambée de formation stellaire, morphologie), les environnements directs, structure filamentaire et atmosphère chaude, sont également touchés. On rappelle que dans le cadre du modèle standard mis en place ici, la fraction de masse contenue dans la phase chaude, dépendante de l'époque z et de la masse du halo est établie suivant les travaux de Lu et al. (2011) et définie par l'Eq. 4.4. Afin de

respecter au mieux cette fraction de masse, le contenu des deux phases (chaude et froide) est redistribué instantanément lors d'un évènement de fusion et ce, au profit exclusif de la phase chaude, associée à la structure résultante. Ainsi, en fonction de l'époque et de la masse du halo de matière noire, la composante froide représentant la phase filamentaire formée aux alentours de la galaxie, ne doit pas contenir une masse de gaz supérieure à :

$$M_{cold}^{MAX} = (1 - f_{sh}^{Lu})(M_{cold} + M_{hot})$$

Dans les cas où $M_{cold} > M_{cold}^{MAX}$ l'excès de gaz froid $\delta M_{reheat} = M_{cold}^{MAX} - M_{cold}$ est transféré à la phase chaude, la température moyenne de cette dernière n'étant pas modifiée, on considère qu'il s'agit, là, d'un processus de dislocation de la structure filamentaire engendrée par la fusion.

Concernant les phases chaudes $\mathcal{H}_{hot}$ développées en équilibre dans les puits de potentiel de chacun des halos progéniteurs de la fusion, les contenus sont sommés. La température moyenne de la nouvelle atmosphère chaude est alors calculée à partir de l'énergie thermique des deux phases chaudes initiales :

$$E_{therm,i} = \frac{3}{2} k_B \overline{T}_i \frac{M_{hot,i}}{\mu m p}$$

auxquelles s'ajoute l'énergie gravitationnelle de l'interaction entre les deux atmosphères :

$$E_{int} = \frac{G M_{hot,1} M_{hot,2}}{r_{hot,1} + r_{hot,2}}$$

où $r_{hot,i}$ correspond au rayon de demi-masse de l'atmosphère chaude liée au halo i. Ces deux termes conduisent alors, sous l'hypothèse d'un retour rapide à l'équilibre thermique, à une température moyenne :

$$\overline{T} = \frac{2\mu m_p (E_{therm,1} + E_{therm,2} + E_{int})}{3 k_B (M_{hot,1} + M_{hot,2})}$$

Formation d'un trou noir au centre de la galaxie

Lors des évènements de fusion, on considère que l'énergie mise en jeu est compatible avec la formation d'un trou noir au centre de la structure. En effet, il est aujourd'hui démontré que la majorité des galaxies massives abritent en leur centre un trou noir super-massif. Même si le mécanisme de sa formation n'est pas encore établi, l'impact de ces objets sur les processus d'évolution des galaxies est important

et ne doit pas être négligé.

Dans le modèle que je présente ici, je fais donc l'hypothèse d'une formation de ces trous noirs super-massifs à l'occasion, et à l'occasion seulement, des évènements de fusion. La règle d'émergence est simple, si la galaxie résultant de la fusion abrite un bulbe dont la masse totale dépasse la masse seuil $M_{\mathcal{B},\bullet} = 10^3 M_{\bullet,min}$, alors un trou noir de masse $M_{\bullet,min} = 10^3\ M_\odot$ est formé. La masse de ce dernier est alors directement issue du bulbe $\mathcal{B}$ par conversion d'une masse d'étoiles $\delta M_{\mathcal{S},\mathcal{B}}$ et de gaz $\delta M_{g,\mathcal{B}}$ dans les proportions respectives de chacun des deux constituants.

En parallèle de la formation du trou noir, un tore d'accrétion $\mathcal{T}$, réservoir de masse pour la futur croissance du trou noir (Sect. 4.4.5, Eq. 4.46), est formé. Celui-ci est constitué uniquement du gaz présent dans le bulbe, et ce, à hauteur maximum de $\delta M_{\mathcal{T}} = [10^{-3} : 10^{-4}] M_{g,\mathcal{B}}$, $M_{g,\mathcal{B}}$, étant la masse totale de gaz présent dans le bulbe résultant de la fusion.

Fonction temporelle d'amplification

Les processus de fusion, au delà de redessiner la morphologie des galaxies et de redistribuer leur masse au travers des différentes composantes, sont aussi de puissants cataliseurs pour différents mécanismes agissant au cœur des galaxies. En premier lieu, l'activité de formation stellaire, qui par la formation de bras de marée mais également par la mise en place de phénomène de compressions du gaz, voit son intensité augmenter.

En parallèle, on peut également penser à l'activité d'accrétion sur le trou noir central, qui, par les mêmes effets de compression et de concentration du gaz, peut être fortement augmentée et aboutir à l'émergence d'un trou noir bien plus actif qu'il ne l'était auparavant.

Ainsi, pour prendre en compte ces effets d'amplification post-fusion dans chacune des composante distinctes d'une galaxie, je propose l'application d'une fonction d'amplification :

$$f_{Boost}(\Delta_{t_f}) = MAX\left[1;\ 10^2 \eta_m \eta_{gaz} exp\left(-\frac{\Delta_{t_f}}{\tau_m}\right)\right] \tag{4.40}$$

faisant intervenir :

– le rapport de masse des progéniteurs, η_m : Eq. 4.38,

– La fraction de gaz de la composante considérée :

$$\eta_{gaz} = \frac{M_g}{M_g + M_{\mathcal{S}}}$$

– un temps caractéristique de durée de fusion : $\tau_m \simeq 2 \times 10^5$ *ans*,

– et enfin Δ_{t_f} le temps écoulé depuis le dernier évènement de fusion.

Cette fonction d'amplification est bornée en valeur basse à 1 pour ne pas réduire artificiellement l'efficacité du phénomène auquel elle sera adjointe. Cela serait contraire à son principe d'application qui s'appuie lui-même sur un ensemble d'hypothèses simples : i) plus la fusion fait intervenir des progéniteurs de masse proche $\eta_m \simeq 1$ et ii) plus la fraction de gaz est élevée $\eta_{gas} \simeq 1$, plus en conséquence, les processus de formation stellaire, dans la composante considérée, seront amplifiés. De plus iii) on opte ici pour une décroissance exponentielle de l'amplification au fur et à mesure que le temps s'écoule à la suite du processus de fusion. Cette décroissance s'effectue avec un temps caractéristique identique pour tous les cas d'interactions : $\tau_m \simeq 2 \times 10^5$ *ans* proches des temps caractéristiques observés dans les simulations hydrodynamiques. Enfin, le facteur 10^2 est issu d'un étalonnage effectué sur les distributions du taux spécifique de formation stellaire SFR/M_* (voir chapitre 6).

4.4.5 Bulbes et galaxies elliptiques

Formation et composition

Comme il est présenté précédemment, il n'existe que deux voies pour la formation d'un bulbe au centre d'une galaxie. Soit il s'agit d'un pseudo-bulbe issu de la migration de *clumps* en provenance du disque, soit il est le résultat d'une fusion majeure entre deux galaxies de masses proches.

Une hypothèse forte régit donc l'évolution des bulbes, ils ne peuvent croître que par ces deux mécanismes, aucune accrétion de gaz en provenance du halo ne peut intervenir. En effet, on considère que tout nouveau processus d'accrétion, même suite à une fusion majeure, donne naissance à un nouveau disque.

Tout bulbe formé par l'un ou l'autre de ces mécanisme contient donc du gaz et des étoiles. Le gaz, selon la dynamique du disque, peut former de nouvelles générations d'étoiles. Comme au sein du disque, les plus massives d'entre elles évoluent rapidement et explosent en supernovae. L'injection brutale d'énergie cinétique dans le milieu interstellaire est à l'origine d'un vent qui draine le gaz hors de la

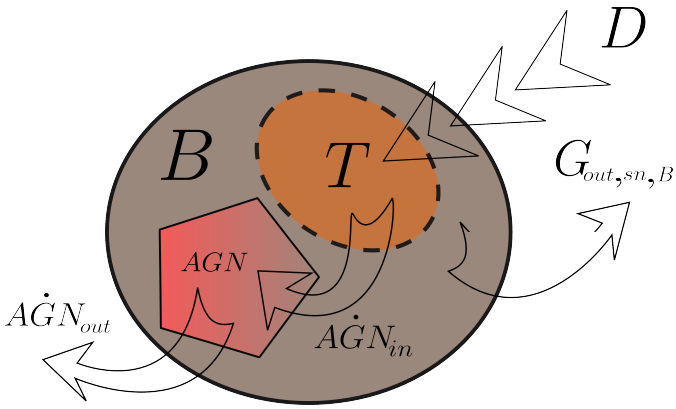


FIGURE 4.20 – Schéma des différentes composantes d'une structure de type bulbe, $\mathcal{B}$. Aucune accrétion extérieure n'est permise pour ce type de structure. La croissance en masse d'un bulbe ne peut alors se faire que par i) la migration de *clumps* en provenance du disque et ii) les évènements de fusion. Lors de ces derniers, les bulbes dont la masse dépasse un certain seuil voient l'émergence d'un trou noir super-massif. Celui-ci évolue ($\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{in}$) alors en relation directe avec un tore de gaz $\mathcal{T}$, alimenté lors des fusions par une fraction du gaz présent dans le bulbe et par le gaz des *clumps*. Ce trou noir peut présenter des phases actives ($\mathcal{AGN}$) durant lesquelles il émet un flux lumineux et participe à la production d'un vent $\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{out}$ de gaz pouvant s'échapper de la galaxie.

composante. ($\mathcal{G}_{wind,sn,\mathcal{B}}$).

Profil de masse

Les caractéristiques géométriques et dynamiques des bulbes et des pseudo-bulbes, formés par accrétion de *clumps*, sont décrites suivant le modèle d'Hernquist (1990). La distribution en masse est supposée à géométrie sphérique. Son profil radial de masse est le suivant :

$$M_{\mathcal{B}}(r) = M_{\mathcal{B}} \frac{r^2}{(r + r_{\mathcal{B}})^2} \tag{4.41}$$

Il fait intervenir la masse totale du bulbe $M_{\mathcal{B}}$ ainsi qu'un rayon caractéristique, $r_{\mathcal{B}}$, lui-même relié au rayon de demi-masse par la relation :

$$r_{\mathcal{B}} = \frac{r_{\mathcal{B},50}}{1 + \sqrt{2}}$$

Courbe de rotation

L'expression du profil de vitesse, appelé aussi courbe de rotation, est également extraite des travaux d'Hernquist (1990) (Eq. 15) :

$$V^2_{circ,\mathcal{B}}(r) = \frac{GM_{\mathcal{B}}r}{(r_{\mathcal{B}}+r)^2} \tag{4.42}$$

Cette expression complète donc définitivement la définition du profil de rotation d'une galaxie donnée précédemment (Eq. 4.23).

Vitesse d'échappement

Comme pour toutes les autres structures composant une galaxie, on peut attribuer une vitesse de libération ou d'échappement. Là encore, l'expression est issue des travaux d'Hernquist (1990) (Eq. 16) :

$$V^2_{esc,\mathcal{B}}(r) = \frac{2GM_{\mathcal{B}}}{(r_{\mathcal{B}}+r)} \tag{4.43}$$

Temps caractéristique et vitesse de dispersion

Même si la distribution et la quantité moindre de gaz dans les bulbes restreignent le taux de formation stellaire, certaines de ces structures peuvent former des étoiles. Comme il sera présenté par la suite, le taux de formation stellaire est une fonction du temps dynamique de la structure concernée. Dans le cas du bulbe, comme pour le disque, le temps dynamique est fixé à

$$t_{dyn,\mathcal{B}} = \frac{2r_{\mathcal{B},50}}{\sigma_{v,\mathcal{B}}} \tag{4.44}$$

soit le temps de traversée, à la vitesse de dispersion radiale caractéristique $\sigma_{v,\mathcal{B}}$, du rayon de demi-masse $r_{\mathcal{B},50}$ à son opposé. La vitesse de dispersion radiale est donnée par Hernquist (1990) (Eq. 10) et calculée au rayon de demi-masse.

Impact et évolution du trou noir central

Les plus massifs des bulbes abritent, à la suite d'une fusion, la formation et l'évolution d'un trou noir super-massif. La formation de ce trou noir modifie la distribution en masse du bulbe. Si celle de la masse de gaz et d'étoiles est toujours décrite par un profil d'Hernquist (1990), lors de la formation du trou noir, une

fraction des masses d'étoiles et de gaz est convertie instantanément afin de former le trou noir. La masse de ce dernier est alors considérée comme ponctuelle et placée au centre exact du bulbe. Ainsi, pour tout rayon r, la nouvelle distribution de la masse dans le bulbe est donnée par :

$$M_{\mathcal{B},\bullet}(r) = M_{\mathcal{B}} \frac{r^2}{(r + r_{\mathcal{B}})^2} + M_\bullet \tag{4.45}$$

où $M_{\mathcal{B}}$ est la masse totale de gaz et d'étoiles contenue dans le bulbe et $M_\bullet$ la masse du trou noir formé.

Le trou noir, une fois formé, évolue et croît en masse, via un processus d'accrétion en provenance d'un tore de gaz ($\mathcal{T}$) formé en parallèle (Fig. 4.20). Le tore est alimenté par i) le gaz des *clumps* issu du disque, ii) une fraction du gaz contenue dans le bulbe et transférée vers le tore lors des fusions.

Le taux d'accrétion sur le trou noir central, donné par :

$$\dot{\mathcal{AGN}}_{acc} = MIN\left(MAX\left(\dot{M}_{\mathcal{T}},\ \dot{M}_{Bondi}\right),\ \dot{M}_{Edd}\right) \tag{4.46}$$

s'articule autour du transfert de la masse contenue dans le tore de gaz ($\mathcal{T}$) s'effectuant au taux :

$$\dot{M}_{\mathcal{T}} = \frac{M_{\mathcal{T}}}{2t_{dyn,\mathcal{B}}} \times f_{Boost}(\Delta_{t_f})$$

construit lui-même autour de la masse $M_{\mathcal{T}}$ du tore et du temps dynamique du bulbe $t_{dyn,\mathcal{B}}$ (Eq. 4.44). Le taux d'accrétion est modulé par la fonction d'amplification $f_{Boost}(\Delta_{t_f})$ (Eq. 4.40) qui dépend du temps écoulé Δ_{t_f} depuis le dernier évènement de fusion.

Le taux d'accrétion vers le trou noir ($\dot{\mathcal{AGN}}_{acc}$) est borné par deux valeurs :

- le taux d'accrétion dit de Bondi (1952), renseignant sur le taux d'accrétion standard :
$$\dot{M}_{Bondi} = \frac{3\pi G \mu m_p}{4} \frac{k_b T_{\mathcal{AGN}}}{\Lambda(T_{\mathcal{AGN}}, Z)} M_\bullet$$
alimentant un trou noir de masse $M_\bullet$ entouré d'un gaz de metallicité Z à une température $T_{\mathcal{AGN}}$, que l'on fixe à 10^6 K. Concernant la métallicité Z du gaz contenu dans le tore ($\mathcal{T}$), elle est considérée comme égale à celle du milieu interstellaire du bulbe.
- La limite supérieure est donnée par la luminosité d'Eddington, de laquelle on

déduit le taux d'accrétion suivant :

$$\dot{M}_{Edd} \propto \frac{4\pi G m_p}{\sigma_T c} M_\bullet$$

relié à la masse du trou noir $M_\bullet$ via la constante de gravitation universelle G, la masse du proton m_p et la section efficace de diffusion Thomson des électrons σ_T. Le coefficient exact de proportionnalité, dépendant de la redistribution de l'énergie produite par l'accrétion, sera précisé dans la dernière section (4.5) de ce chapitre, dédiée aux processus de rétro-action, dont l'évolution du trou noir fait partie.

4.4.6 La formation stellaire

Quantifier la transformation du gaz en étoiles

L'un des mécanismes principaux, au sein d'une galaxie, consiste en la conversion du gaz en étoiles. Il fait intervenir des conditions physiques extrêmes de densité, de température et ne peut, en aucun cas, être traité de manière explicite, que se soit dans les modèles semi-analytiques ou les simulations hydrodynamiques.

Comme il est d'usage dans ces cas-là, la prise en compte de ce processus est placée sous le couvert d'une relation moyenne. Dans ce cas précis, cette relation moyenne à été, et est toujours, au centre de nombreuses études. Les premières, et sûrement les plus célèbres, sont celles de Schmidt (1959) et Kennicutt (1989). L'étude de Schmidt (1959) propose une relation sous forme d'une loi de puissance, reliant le taux de formation stellaire à la densité du gaz : $R = a\rho_g^n$. Elle fait apparaître deux paramètres, une normalisation a et un exposant de pente n. Durant une vingtaine d'années, cette relation fut explorée et testée à de nombreuses reprises faisant varier significativement la valeur de l'exposant $1 < n < 4$ (e.g. Madore et al., 1974; Berkhuijsen, 1977; Freedman, 1984). Cette variation dans la valeur de l'exposant n laissait supposer à certains qu'il n'existait pas de relation effective entre la densité de gaz et le taux de formation stellaire.

La loi de Kennicutt

Prenant en compte le fait que les observables traitant de la quantité de gaz et du taux de formation stellaire (luminosité) sont en réalité des projections 2D, les travaux de Kennicutt (1989) s'appliquent à traduire une relation entre densité surfacique de gaz Σ_g et densité surfacique du taux de formation stellaire Σ_{SFR}.

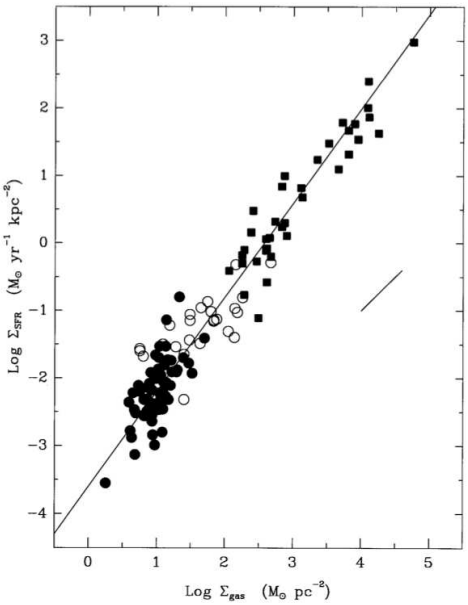


FIGURE 4.21 – Relation de Schimdt-Kennicutt extraite des travaux de Kennicutt (1998b). Les différents points correspondent à différentes mesures effectuées sur un échantillon de galaxies formant des étoiles. Les cercles et carrés pleins indiquent respectivement une galaxie à disque et une galaxie à flambée de formation stellaire. Les symboles vides marquent une mesure effectuée au centre des galaxies à disque. Le meilleur ajustement donné en Eq. 4.47 traduit une relation fonctionnelle, sur plus de trois ordres de grandeur, en densité surfacique de gaz.

Après une étude approfondie des différents traceurs pour le gaz, CO, $H\alpha$, H_2 (Kennicutt, 1989), la célèbre relation :

$$\Sigma_{SFR} = (2.5 \pm 0.7) \times 10^{-4} \left(\frac{\Sigma_g}{M_\odot \cdot pc^2} \right)^{1.4 \pm 0.15} \quad [M_\odot \cdot an^{-1} \cdot kpc^2] \qquad (4.47)$$

n'est toujours pas mise en défaut aujourd'hui, même à grands décalages spectraux (Bouché et al., 2007).

Mise en forme dans un modèle semi-analytique

Même si cette relation empirique basée sur l'observation pouvait être utilisée comme telle dans un modèle semi-analytique, on lui préfère une formulation différente :

$$\dot{\mathcal{S}}_{new}(\Delta_{t_f}) = \varepsilon_\star \frac{M_g}{t_{dyn}} \times f_{Boost}(\Delta_{t_f}) \qquad (4.48)$$

Le taux de formation stellaire $\dot{\mathcal{S}}_{new}$ est relié à la masse de gaz M_g et au temps dynamique (Eqs. 4.26, 4.44 et 4.35) de la composante concernée (disque $\mathcal{D}$, bulbe $\mathcal{B}$ et/ou *clumps* $\mathcal{C}$). Le paramètre $\varepsilon_\star = 0.02$ est fixé, pour l'ensemble des composantes, par étalonnage (Kennicutt, 1998b; Guiderdoni et al., 1998; Hatton et al., 2003), afin de retrouver la loi initiale (même pente et même amplitude).

Afin de prendre en compte les phénomènes de flambées de formation stellaire lors des fusions de galaxie, le taux de formation est modulé par la fonction d'amplification $f_{Boost}(\Delta_{t_f})$ (Eq. 4.40) qui dépend du temps écoulé Δ_{t_f} depuis le dernier évènement de fusion.

Evolution stellaire, enrichissement en métaux

Les étoiles d'une composante sont formées à partir de son gaz. Elles évoluent progressivement, enrichissant le milieu interstellaire en métaux au travers de vents continus qu'elles produisent mais aussi, pour les plus massives d'entre elles, lors de leur fin de vie explosive.

Afin de prendre en compte ce couplage entre le milieu interstellaire d'une composante et les populations stellaires qu'il abrite, il est nécessaire de faire appel, au sein d'une même procédure à deux modélisations : i) celle de la nucléosyntèse stellaire qui renseigne sur le taux de formation des métaux dans une population d'étoiles de masse m, de durée de vie t_m et de métallicité Z_m, ii) et celle de la production des vents stellaires qui vont enrichir le milieu en métaux et ainsi jouer sur sa composition. Les deux modèles utilisés sont identiques à ceux proposés dans une version précédente du modèle (Hatton et al., 2003), basés eux-mêmes sur les travaux de Devriendt et al. (1999). On en reprend ici les idées principales.

Pour une population stellaire de masse m_0, formée à l'instant t_0, la masse δm de matériel ré-injecté dans le milieu interstellaire, entre deux instants t_1 et t_2, est donnée par :

$$\delta m = \int_{m(t_1)}^{m(t_2)} [m - w(m)]\, \phi(m) dm$$

où intervient :

- $m(t)$, la masse d'une étoile de durée de vie t,
- $w(m)$, la masse du résidu stellaire, $m - w(m)$ est alors la masse de gaz ré-injectée dans le milieu,
- $\phi(m)$ qui renseigne sur la fonction de masse initiale

Une fois cette expression donnée, il est possible d'en déduire la masse $\delta M_{\mathcal{S}}$ expulsée à un instant t par l'ensemble des populations stellaires formées suivant une histoire donnée :

$$\delta M_{\mathcal{S}} = \int_{m(t)}^{+\infty} \dot{\mathcal{S}}_{new}(t - t_m)\, [m - w(m)]\, \phi(m) dm$$

Cette relation fait intervenir le taux de formation stellaire $\dot{\mathcal{S}}_{new}(\tau)$ à l'instant τ, ce dernier étant l'intervalle entre l'instant considéré t et la durée de vie t_m d'une

étoile de masse m.

L'expression précédente relate de la ré-injection totale de gaz dans le milieu interstellaire de la composante. Pour compléter celle-ci, il faut intégrer la production de métaux. Pour ce faire, la définition précédente est modifiée comme suit :

$$\delta M_{\mathcal{S},Z} = \int_{m(t)}^{+\infty} \dot{\mathcal{S}}_{new}(t-t_m) \left[\underbrace{(m-w(m))\, Z_{gaz}(t-t_m)}_{\text{ré-injection}} + \underbrace{m Y_Z(m)}_{\text{production}} \right] \phi(m) dm$$

Le premier terme, dit de ré-injection, traduit le retour des métaux présents à la formation de l'étoiles. Il est déduit de la métallicité du gaz à l'instant de formation $(t-t_m)$. Le second terme, dit de production, reflète la quantité de métaux produite par la nucléosynthèse stellaire. Il s'articule autour du *yield*[12] d'une étoile de masse m et de métallicité originelle Z.

Les grandeurs t_m, $w(m)$ et $Y_Z(m)$ sont issues des travaux de Devriendt et al. (1999) et sont calculées pour cinq métallicités différentes ($Z = 0.001$, 0.004, 0.008, 0.02 et enfin 0.04). Pour chacune d'entre elles, l'évolution d'une population stellaire, c'est a dire le taux d'éjection du gaz ré-injecté dans le milieu interstellaire (prenant en compte la production des métaux au travers du *yield*), est donné pour des âges différents, espacés initialement de 10^6 ans durant les dix premiers millions d'années, puis espacés de 10^7 ans jusqu'à cent millions d'années et enfin, espacés de 10^8 ans jusqu'à vingt milliards d'années.

L'utilisation de ces tables d'évolution stellaire permet de connaître, à tout instant, le taux de ré-injection de gaz $\dot{\mathcal{S}}_{rj}$ [13] en direction du milieu interstellaire d'une composante donnée (le disque $\mathcal{D}$ ou le bulbe $\mathcal{B}$). Nous reviendrons sur l'utilisation précise de ces tables, traitant de l'évolution des populations stellaires, dans le chapitre suivant, dédié aux méthodes algorithmiques mises en place pour l'évolution des différentes composantes.

Une population stellaire donnée $\mathcal{S}$ évolue donc au rythme de la formation stellaire $\dot{\mathcal{S}}_{new}$ et du taux de ré-injection vers le milieu interstellaire $\dot{\mathcal{S}}_{rj}$. Ceci peut être résumé par l'équation différentielle suivante :

$$\mathcal{S} : \frac{dM_{\mathcal{S}}}{dt} = \dot{\mathcal{S}} = \dot{\mathcal{S}}_{new} - \dot{\mathcal{S}}_{rj} \tag{4.49}$$

et le schéma de la figure 4.22

12. Terme anglais pouvant être traduit par rendement ou production.
13. On utilise ici l'indice rj pour ré-injection.

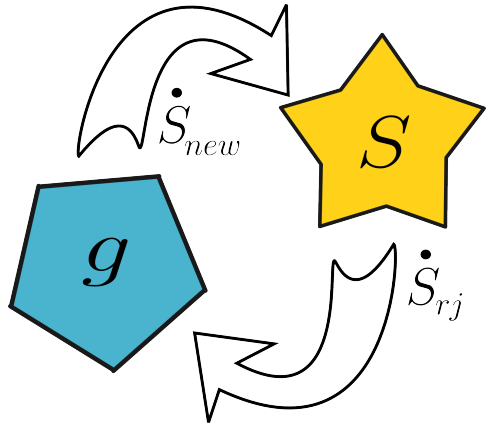


FIGURE 4.22 – Schéma des échanges existants entre une population stellaire $\mathcal{S}$ et le gaz du milieu interstellaire g. Les étoiles sont formées à partir du gaz à un taux $\dot{\mathcal{S}}_{new}$. Les étoiles constituant la population ré-injectent alors progressivement du gaz enrichi en métaux à un rythme $\dot{\mathcal{S}}_{rj}$.

4.4.7 Bilan des échanges

Avant d'aborder dans la dernière section de ce chapitre le rôle essentiel des phénomènes de rétro-action découlant des vents issus de la galaxie, il est important de faire le bilan des échanges qui s'opèrent, au sein et au travers des composantes principales d'une galaxie, le disque $\mathcal{D}$ et le bulbe $\mathcal{B}$.

Pour le disque

Le disque est au centre de la modélisation. Il porte seul, suivant les hypothèses imposées ici, les processus d'accrétion en provenance de son environnement proche ($\dot{\mathcal{H}}_{ff}$ et $\dot{\mathcal{H}}_{cool}$). Des populations stellaires se forment ($\dot{\mathcal{S}}_{new,\mathcal{D}}$) et évoluent au cœur de ce disque. Elles ré-injectent du gaz enrichi en métaux ($\dot{\mathcal{S}}_{rj,\mathcal{D}}$), dans le milieu interstellaire du disque. Les plus massives d'entre elles explosent rapidement en supernovae. Injectant alors une grande quantité d'énergie cinétique dans le gaz, elles sont à l'origine d'un vent qui peut entraîner hors du disque une fraction de son gaz ($\dot{\mathcal{G}}_{wind,sn,\mathcal{D}}$). L' instabilité de la composante gazeuse du disque peut être à l'origine de la formation, de la migration et de la dislocation de grumeaux de gaz, appelés *clumps* et modélisés par une composante particulière : $\mathcal{C}$.

L'ensemble des échanges peut être résumé dans le système d'équations suivant :

$$\mathcal{D} : \begin{cases} \dfrac{dM_{g,\mathcal{D}}}{dt} = \dot{M}_{g,\mathcal{D}} = & +\dot{\mathcal{H}}_{ff} + \dot{\mathcal{H}}_{cool} + \dot{\mathcal{S}}_{rj,\mathcal{D}} \\ & -\dot{\mathcal{S}}_{new,\mathcal{D}} - \dot{\mathcal{G}}_{wind,sn,\mathcal{D}} - \left[M_{g,\mathcal{C}'}\right]_{M_{\mathcal{C}'} > M_{\mathcal{C}}^{ind}} \\ \dfrac{dM_{\mathcal{S},\mathcal{D}}}{dt} = \dot{M}_{\mathcal{S},\mathcal{D}} = & +\dot{\mathcal{S}}_{new,\mathcal{D}} \\ & -\dot{\mathcal{S}}_{rj,\mathcal{D}} - \left[M_{\mathcal{S},\mathcal{C}'}\right]_{M_{\mathcal{C}'} > M_{\mathcal{C}}^{ind}} \end{cases} \tag{4.50}$$

Ils sont de plus schématisés en figure 4.18.

Pour le bulbe

Contrairement au disque, le bulbe d'une galaxie ne peut pas être alimenté par les processus d'accrétion extérieurs à la galaxie ($\dot{\mathcal{H}}_{ff}$ et $\dot{\mathcal{H}}_{sh}$). En revanche, sa masse peut augmenter lors de la réception, en provenance du disque, de *clumps*. Le gaz qu'il contient peut produire des étoiles ($\dot{\mathcal{S}}_{new,\mathcal{D}}$) qui evoluent alors en son sein ($\dot{\mathcal{S}}_{rj,\mathcal{B}}$). Les plus massives explosent. L'injection d'énergie cinétique produit alors un vent ($\dot{\mathcal{G}}_{wind,sn,\mathcal{B}}$) qui entraîne une fraction du gaz hors de la galaxie. Certains bulbes, suffisamment massifs, peuvent abriter la formation et l'évolution d'un trou noir. Ce dernier croît en masse via l'accrétion issue d'un tore de gaz ($\mathcal{T}$: Fig. 4.20), formé et alimenté par les *clumps* et les fusions. L'accrétion du gaz génère une très grande quantité d'énergie, qui est redistribuée en luminosité et en énergie cinétique. En particulier, cette dernière est redistribuée dans le développement d'un jet, s'initiant aux deux pôles de la région abritant le trou noir et se propageant à une très grande distance, dans la direction normale à la galaxie. Ce jet peut entraîner hors de la galaxie du gaz contenu dans le bulbe ($\dot{\mathcal{G}}_{wind,\mathcal{AGN}}$).

Tous ces échanges peuvent être résumés dans le système d'équations suivants :

$$\mathcal{B} : \begin{cases} \dfrac{dM_{g,\mathcal{B}}}{dt} = \dot{M}_{g,\mathcal{B}} = & \left[M_{g,\mathcal{C}'}\right]_{M_{\mathcal{C}'} > M_{\mathcal{C}}^{ind}} + \dot{\mathcal{S}}_{rj,\mathcal{B}} \\ & -\dot{\mathcal{S}}_{new,\mathcal{D}} - \dot{\mathcal{G}}_{wind,sn,\mathcal{B}} - \dot{\mathcal{G}}_{wind,\mathcal{AGN}} \\ \dfrac{dM_{\mathcal{S},\mathcal{B}}}{dt} = \dot{M}_{\mathcal{S},\mathcal{B}} = & \left[M_{\mathcal{S},\mathcal{C}'}\right]_{M_{\mathcal{C}'} > M_{\mathcal{C}}^{ind}} + \dot{\mathcal{S}}_{new,\mathcal{B}} \\ & -\dot{\mathcal{S}}_{rj,\mathcal{B}} \end{cases} \tag{4.51}$$

Ils sont également schématisés en figure 4.20.

4.5 Les processus de rétroaction

Comme il est abordé dans les sections précédentes, la galaxie formée au centre du halo de matière noire, est le siège de la production d'un vent de gaz chaud qui participe à l'alimentation de la phase chaude. De par son enrichissement en métaux, le gaz composant ces vents modifie la composition de l'atmosphère chaude et ainsi l'efficacité du processus de condensation (Eq. 4.9). Il s'agit donc bien d'un mécanisme de rétro-action.

4.5.1 Origines des éjecta

Les éjecta constituant ces vents sont issus de deux processus distincts, l'explosion des supernovae et l'activité, si elle existe, du trou noir évoluant au centre de la galaxie. Bien que différents dans leurs origines, l'origine du flux de gaz est à rechercher, dans les deux cas, dans l'injection rapide d'une grande quantité d'énergie cinétique dans le milieu interstellaire.

L'explosion des supernovae

Le premier des deux mécanismes s'appuie donc sur l'explosion des étoiles massives. Evoluant rapidement, elles redistribuent en fin de vie une énergie conséquente $E_{sn} \simeq 10^{44}$ *Joules* dans le milieu interstellaire. Cette énergie se distribue sous forme lumineuse, thermique et cinétique. C'est cette injection d'énergie cinétique qui va permettre d'entraîner une fraction du gaz hors de la galaxie.

L'action du trou noir central

Le second mécanisme responsable de la formation du flux de gaz sortant de la galaxie est à rechercher dans l'action du trou noir central. Même si le phénomène n'est pas encore clairement compris et identifié, il est avéré que l'activité du trou noir est accompagnée de la formation d'un jet de matière partant des pôles et se propageant dans la direction normale au disque de la galaxie. Dans le modèle que je présente ici, je fais l'hypothèse que ce jet de matière, sortant à très haute vitesse de la galaxie, peut se coupler par transfert de quantité de mouvement au gaz environnant. Ainsi, une fraction du gaz contenu dans le bulbe peut être accélérée et ainsi quitter la structure.

4.5.2 Expression des taux d'éjection

Pour les vents issus des supernovae

Le modèle d'évolution stellaire, utilisé dans le calcul du taux de ré-injection de gaz dans le milieu interstellaire par les étoiles, prend en compte, via la donnée de la fonction de masse initale, un nombre effectif $\eta_{sn}([\eta_{sn}] = M_{\odot}^{-1})$ de supernovae par unité de masse stellaire formées au taux $\dot{\mathcal{S}}_{new}$. A partir de cette donnée, on peut déduire le taux d'énergie cinétique injectée instantanément dans le milieu $f_{kin,sn}E_{sn}\eta_{sn}\dot{\mathcal{S}}_{new}$. En dehors des paramètres précédemment explicités, ce taux fait intervenir la fraction d'énergie redistribuée sous forme cinétique : $f_{kin,sn}$. En s'appuyant sur les travaux de Kahn (1975) et de Aguirre et al. (2001), on pose $f_{kin,sn} = 0.3$.

On considère alors que l'énergie injectée à ce taux permet de mettre en mouvement une certaine quantité de gaz. Une dégénéresence entre masse et vitesse apparaît alors : soit une grande quantité de gaz est entraînée à faible vitesse, soit le flux de gaz est transporté à grande vitesse mais il ne peut alors contenir que peu de masse.

Les travaux de Bertone et al. (2005) mais aussi Martin (1999) et Efstathiou (2000) permettent de lever cette dégénérescence. En effet, en s'appuyant sur des observations de galaxies formant des étoiles et présentant des éjecta sous forme de vent, ces travaux présentent une relation entre vitesse effective des vents et taux de formation stellaire :

$$V_{wind} = 623 \left(\frac{\dot{\mathcal{S}}_{new}}{100\ M_{\odot} \cdot yr^{-1}} \right)^{0.145} \quad [km \cdot s^{-1}]$$

Ainsi en prenant en compte cette relation il est possible d'extraire, en appliquant une règle simple de conservation, le taux d'éjection $\dot{\mathcal{G}}_{out,sn}$ issu de l'action des supernovae :

$$\frac{1}{2}\dot{\mathcal{G}}_{out,sn}V_{wind}^2 = \varepsilon_{sn}\eta_{sn}f_{kin,sn}E_{sn}\dot{\mathcal{S}}_{new} \tag{4.52}$$

Cette relation s'applique dans chacune des deux composante principales, le disque $\mathcal{D}$ et le bulbe $\mathcal{B}$, afin de produire les deux termes $\dot{\mathcal{G}}_{out,sn,\mathcal{D}}$ et $\dot{\mathcal{G}}_{out,sn,\mathcal{B}}$ identifiables respectivement sur les figures 4.18 et 4.20.

Pour les vents issus du couplage jet/gaz

Afin de déterminer le taux d'éjection de gaz entraîné par la formation du jet, il est nécessaire de poser quelques hypothèses. La première s'articule autour d'un facteur de couplage entre le taux d'accrétion sur le trou noir central ($\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{acc}$: Eq. 4.46) et le taux d'éjection effectif ($\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{jet}$) du jet. Pour cela, on s'appuie sur les travaux de Ostriker et al. (2010) et Debuhr et al. (2011) afin de définir :

$$\eta_{\mathcal{AGN}} = \frac{\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{jet}}{\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{acc}} \tag{4.53}$$

Ce paramètre est généralement distribué dans la gamme $\eta_{\mathcal{AGN}} \in [0.1 : 1]$ (Ostriker et al., 2010). Il sera fixé, dans le cadre du modèle standard à $\eta_{\mathcal{AGN}} = 0.6$, ce qui constitue une valeur haute.

Si $\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{acc}c^2$ représente l'énergie totale libérée par le processus d'accrétion sur le trou noir central, alors la deuxième hypothèse consiste à relier cette quantité à l'énergie cinétique portée par le jet. On fait alors appel à un second paramètre $f_{kin,\mathcal{AGN}}$ qui représente, ici, l'activité du trou noir et qui a le même rôle que $f_{kin,sn}$ dans le cas des supernovae. Ainsi, la conservation d'énergie conduit à l'expression suivante :

$$\frac{1}{2}\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{jet}V_{jet}^2 = f_{Kin,\mathcal{AGN}}\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{acc}c^2 \tag{4.54}$$

où V_{jet} est la vitesse du jet à la sortie du système. La plage possible de valeurs pour la fraction $f_{Kin,\mathcal{AGN}}$ est relativement large. Si l'on se réfère aux travaux de Proga et al. (2000); Proga & Kallman (2004), Krongold et al. (2007) ou encore Stoll et al. (2009), on peut s'attendre à des valeurs comprises entre $f_{Kin,\mathcal{AGN}} \in [10^{-4} : 10^{-3}]$. La valeur appliquée au modèle standard développé ici est fixée à $f_{Kin,\mathcal{AGN}} = 10^{-3}$.

Le modèle de production d'un flux de gaz chaud par l'activité du trou noir central s'articule autour d'un transfert de quantité de mouvement entre le jet et le gaz contenu dans le bulbe. Ce transfert peut s'exprimer simplement comme suit :

$$\begin{aligned} \dot{p}_g &= \varepsilon_{\mathcal{AGN}}\dot{p}_{jet} \\ \mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{wind}V_{esc,\mathcal{G}} &= \varepsilon_{\mathcal{AGN}}\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{jet}V_{jet} \end{aligned} \tag{4.55}$$

Il s'appuie sur un facteur de couplage fixé à $\varepsilon_{\mathcal{AGN}} = 0.5$ et sur l'hypothèse que le gaz transporté par le couplage ($\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{wind}$) sort de la galaxie à la vitesse de

libération :

$$V_{esc,\mathcal{G}} = \sqrt{\frac{2GM_{\mathcal{G}}(r < r_{\mathcal{G},50})}{r_{\mathcal{G},50}}}$$

La vitesse de libération est calculée dans l'enceinte du rayon de demi-masse de la galaxie ($r_{\mathcal{G},50}$). Elle prend en compte la distribution de masse du disque, du bulbe et de la matière noire.

En considérant la loi de conservation

$$\dot{\mathcal{G}}_{wind,\mathcal{AGN}} = \mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{jet} + \mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{wind}$$

stipulant que le taux d'éjection total est construit sur la somme de celui transporté par le jet et celui issu du couplage, on obtient, à partir des relations 4.54, 4.55 et de la définition 4.53 :

$$\begin{aligned}\dot{\mathcal{G}}_{wind,\mathcal{AGN}} =& \mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{jet} + \varepsilon_{\mathcal{AGN}}\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{jet}\left(\frac{V_{jet}}{V_{esc,\mathcal{G}}}\right) \\ =& \eta_{\mathcal{AGN}}\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{acc}\left[1 + \varepsilon_{\mathcal{AGN}}\left(\frac{c}{V_{esc,\mathcal{G}}}\right)\sqrt{\frac{2f_{kin,\mathcal{AGN}}}{\eta_{\mathcal{AGN}}}}\right]\end{aligned} \tag{4.56}$$

Ansi, le taux d'éjection de gaz, produit par l'activité du trou noir central, est directement relié par l'intermédiaire des trois paramètres ($\eta_{\mathcal{AGN}}$, $f_{kin,\mathcal{AGN}}$ et $\varepsilon_{\mathcal{AGN}}$) au taux d'accrétion ($\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{acc}$) donné par l'équation 4.46.

Bilan des taux d'éjection

Dans notre modèle standard, l'éjection hors de la galaxie d'une fraction de son gaz est donc constuit sur la somme de trois sources :

$$\dot{\mathcal{G}}_{wind} = \dot{\mathcal{G}}_{wind,sn,\mathcal{D}} + \dot{\mathcal{G}}_{wind,sn,\mathcal{B}} + \dot{\mathcal{G}}_{wind,\mathcal{AGN}}$$

représentant respectivement les flux de gaz issus de l'explosion des supernovae dans le disque $\dot{\mathcal{G}}_{wind,sn,\mathcal{D}}$ et dans le bulbe $\dot{\mathcal{G}}_{wind,sn,\mathcal{B}}$, auxquels s'ajoute celui issu de l'activité du trou noir super-massif évolant au centre du bulbe, $\dot{\mathcal{G}}_{wind,\mathcal{AGN}}$.

Le taux de d'éjection rythme alors le transfert de gaz chaud entre la galaxie et l'atmosphère chaude (voir Fig. 4.3).

Vitesse moyenne des vents

L'éjection du gaz hors de la galaxie s'effectue donc au travers d'un vent que l'on peut assimiler, pour simplifier, à un flux homogène et isotrope de gaz. La vitesse de propagation moyenne de ce flux est alors l'une de ses propriétés fondamentales. Elle est construite sur la moyenne pondérée suivante :

$$V_{wind,\mathcal{G}} = \frac{\dot{\mathcal{G}}_{wind,sn,\mathcal{D}} V_{wind,\mathcal{D}} + \dot{\mathcal{G}}_{wind,sn,\mathcal{B}} V_{wind,\mathcal{B}} + \dot{\mathcal{G}}_{wind,\mathcal{AGN}} V_{wind,\mathcal{AGN}}}{\dot{\mathcal{G}}_{wind,sn,\mathcal{D}} + \dot{\mathcal{G}}_{wind,sn,\mathcal{B}} + \dot{\mathcal{G}}_{wind,\mathcal{AGN}}} \quad (4.57)$$

Concernant le flux de gaz issu de l'activité du trou noir central ($\dot{\mathcal{G}}_{wind,\mathcal{AGN}}$), la vitesse lui étant attribuée $V_{wind,\mathcal{AGN}}$ est elle-même issue d'une moyenne pondérée construite sur le flux de gaz contenu dans le jet ($\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{jet}$) et expulsé à V_{jet} et le vent entraîné par couplage ($\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{wind}$) et mu à la vitesse de libération de la galaxie $V_{esc,\mathcal{G}}$:

$$V_{wind,\mathcal{AGN}} = \frac{\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{jet} V_{jet} + \mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{wind} V_{esc,\mathcal{G}}}{\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{jet} + \mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{wind}}$$

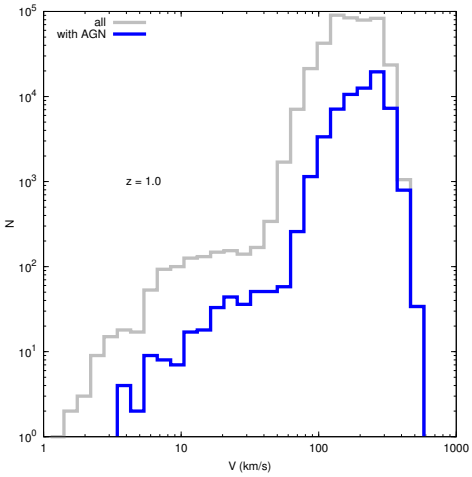


FIGURE 4.23 – Distribution des vitesses moyennes des flux de gaz chaud quittant la galaxie et alimentant la phase chaude. L'axe des ordonnées reporte le nombre d'objets par intervalle de vitesse. Cette distribution est établie à partir du modèle standard sur l'ensemble des galaxies évoluant à $z = 1.0$. Alors que la distribution présentée par le courbe grise regroupe l'ensemble des galaxies présentant un processus d'éjection, la courbe bleue matérialise la distribution de la vitesse pour les galaxies abritant spécifiquement un trou noir central actif. On constate que cette population particulière de galaxies présente des vitesses de vent en moyenne plus élevées. Ceci est du au couplage entre le jet se propageant à très grande vitesse ($V_{jet} \simeq 0.06c$) et le gaz, constituant l'essentiel du vent, issu du bulbe.

La figure 4.23 présente la distribution des vitesses moyennes (Eq 4.57) mesurée à $z = 1.0$. Alors que la distribution grise est dédiée à l'ensemble des galaxies présentant un processus d'éjection ($\dot{\mathcal{G}}_{wind} > 0$), la distribution bleue est construite sur la sélection restreinte des galaxies abritant un trou noir central actif ($A\dot{G}N_{acc} > 0$). On constate que le processus de couplage, entre le jet se propageant à haute vitesse ($V_{jet} = f(\eta_{\mathcal{AGN}}, f_{kin\mathcal{AGN}})c \simeq 0.06c$) et le gaz du bulbe, confère aux vents formés par ce mécanisme une vitesse en moyenne plus importante.

Energie cinétique moyenne portée par les vents

Comme il sera détaillé par la suite, l'évolution des composantes de la galaxie (disque $\mathcal{D}$ et bulbe $\mathcal{B}$) s'effectue sur des pas de temps δt en moyenne plus courts que ceux sur lesquels l'atmosphère chaude évolue, $\Delta t = N\delta t$. Au niveau de l'atmosphère chaude, l'énergie cinétique moyenne transportée par les vents est alors donnée par :

$$E_{kin} = \frac{1}{2} M_{wind} \langle V_{wind,\mathcal{G}} \rangle^2_{\Delta t} \tag{4.58}$$

où M_{wind} correspond à la masse totale de gaz transportée par les vents durant Δt :

$$M_{wind} = \frac{1}{\Delta t} \sum_{i=1}^{N} \dot{\mathcal{G}}_{wind}(i\delta t)\delta t \tag{4.59}$$

et où $\langle V_{wind,\mathcal{G}} \rangle_{\Delta t}$ n'est autre que la moyenne temporelle de la vitesse moyenne des vents (Eq. 4.57) produits par la galaxie durant Δt :

$$\langle V_{wind,\mathcal{G}} \rangle_{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \sum_{i=1}^{N} V_{wind,\mathcal{G}}(i\delta t)\delta t \tag{4.60}$$

4.5.3 Suivi thermique de l'atmosphère chaude

Principe

Dans la plupart des modèles semi-analytiques existants, la phase chaude est considérée comme s'équilibrant instantanément à la température dite du Viriel du halo de matière noire (White & Frenk, 1991) :

$$k_B T_{vir} = \frac{1}{2} \mu m_p V^2_{circ,\mathcal{DM}} \rightarrow T_{vir} = 36.9 \frac{G\ M_{halo}}{R_{halo}} \tag{4.61}$$

où $V_{circ,\mathcal{DM}}$ est la vitesse définie par l'équation 3.11, M_{halo} et R_{halo} sont respectivement la masse et le rayon de troncature du halo de matière noire ($\mathcal{DM}$). L'application numérique a été réalisée avec la valeur de la masse moléculaire moyenne donnée précédemment.

Comme il est présenté dans la section décrivant les phénomènes de fusion (Sect. 4.4.4), suite à une fusion, la température de la phase chaude est estimée à partir des énergies internes des deux phases chaudes pré-existantes, auxquelles est ajouté un terme de chauffage dû à l'interaction gravitationnelle.

Ce terme explicite de chauffage s'inscrit dans une volonté de suivre l'évolution

thermique de la phase chaude, vis-à-vis non seulement des processus de fusion et d'accrétion de gaz chaud, mais également en lien avec les mécanismes de chauffage dus à l'énergie (non cinétique) produite par les supernovae et l'activité du trou noir central.

Ce suivi s'appuie sur des règles simples de conservation de l'énergie interne auxquelles est ajoutée une modélisation de la fraction d'échappement, elle-même liée à la vitesse des vents et au processus d'évaporation. La modélisation permet de déduire une température moyenne $\overline{T}$. C'est cette température moyenne qui est utilisée au cœur du modèle décrivant le profil de densité de pression et de température de la phase chaude présenté précédemment (Sect. 4.3.2).

A la fin de chaque pas de temps Δt, sur lequel l'atmosphère chaude est susceptible d'évoluer, le protocole mis en place s'articule sur le suivi du contenu énergétique des deux composantes suivantes :

- la phase chaude pré-existante, issue des processus d'accrétion et d'éjection passés,
- le flux de gaz chaud issu de la galaxie.

La première étape consiste à poser le bilan d'énergie interne (température) pour ces deux phases puis de déduire de leurs couplage les propriétés de la phase chaude résultante.

Energie interne (température) des vents

La re-distribution, dans le milieu interstellaire, d'une grande quantité d'énergie cinétique issue de l'explosion des supernovae et l'activité du trou noir, permet la création d'un flux de gaz émergeant de la galaxie. Bien qu'essentielle à la propagation du flux de gaz chaud, l'énergie cinétique ne représente qu'une fraction ($f_{kin,sn}$, $f_{kin,\mathcal{AGN}}$) seulement de l'énergie totale relâchée par ces processus. Le reste se distribue au travers d'une luminosité, et bien sûr en énergie interne (température) dans le gaz impacté.

On définit alors la puissance (non cinétique) comme suit :

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{sn} &= (1 - f_{kin,sn})\, \eta_{sn} E_{sn} \dot{\mathcal{S}}_{new} \quad [W] \\ \dot{Q}_{agn} &= (1 - f_{kin,\mathcal{AGN}})\, \mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{acc} c^2 \quad [W] \end{aligned} \tag{4.62}$$

où l'on rappelle que :

- $E_{sn} \simeq 10^{44} Joules$ représente l'énergie totale libérée par les supernovae.

– η_{sn} indique le nombre de supernovae effectives par unité de masse stellaire formée.

– $\dot{\mathcal{S}}_{new}$ est le taux de formation stellaire.

– $\mathcal{A}\dot{\mathcal{G}}\mathcal{N}_{acc}$ représente le taux d'accrétion effectif sur le trou noir central.

A partir des deux grandeurs, $\dot{Q}_{sn}$ et $\dot{Q}_{agn}$, on extrait la composante thermique en considérant qu'une fraction $f_{th,sn} = 0.1$ (respectivement $f_{th,\mathcal{AGN}} = 10^{-3}$) de cette puissance issue de l'explosion des supernovae (respectivement de l'activité du trou noir) est distribuée sous forme d'énergie interne dans le gaz ejecté. Ces deux paramètres libres sont fixés afin d'obtenir des températures moyennes pour le gaz expulsé avoisinant les 10^6 K et 10^7 K pour respectivement les vents issus des supernovae et l'activité du trou noir central (Fig. 4.24).

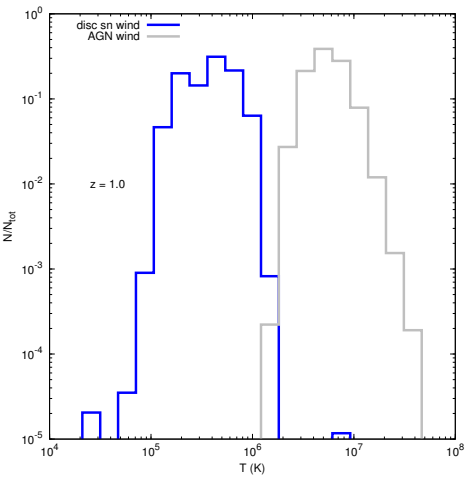


FIGURE 4.24 – Distributions de températures pour le flux de gaz chauffé uniquement par des supernovae (courbe bleue) et l'activité du trou noir central (courbe grise). Pour une meilleure lisibilité, les deux distributions sont normalisées par leur effectif total. Bien entendu, le nombre d'objet hébergeant un trou noir est plus faible que celui produisant des supernovae. Les températures moyennes des vents sont obtenues en distribuant, à la masse de gaz entraînée durant Δt par ces deux processus, les puissances thermiques moyennes $f_{th,sn}\left\langle \dot{Q}_{sn}\right\rangle_{\Delta t}$ et $f_{th,\mathcal{AGN}}\left\langle \dot{Q}_{\mathcal{AGN}}\right\rangle_{\Delta t}$ calculées sur cette même durée. On constate donc que les vents issus des processus de chauffage liés aux supernovae ont une température moyenne de $\overline{T} \simeq 5 \times 10^5$ K et que ceux générés par l'activité du trou noir central sont plus chauds, leur température moyenne avoisinant $\overline{T} \simeq 10^7$ K.

Les puissances thermiques $f_{th,sn}\dot{Q}_{sn}$, et $f_{th,\mathcal{AGN}}\dot{Q}_{agn}$, sont bien sûr des mesures instantanées. Durant le pas de temps Δt sur lequel la phase chaude est suivie, elles conduisent à une énergie thermique moyenne :

$$E_{th,wind} = \left(f_{th,sn}\left\langle \dot{Q}_{sn}\right\rangle_{\Delta t} + f_{th,\mathcal{AGN}}\left\langle \dot{Q}_{\mathcal{AGN}}\right\rangle_{\Delta t}\right) \times \Delta t \tag{4.63}$$

où $\left\langle \dot{Q}_{sn}\right\rangle_{\Delta t}$ et $\left\langle \dot{Q}_{\mathcal{AGN}}\right\rangle_{\Delta t}$ correspondent aux moyennes temporelles des puissances issues des deux processus durant $\Delta t = N\delta t$:

$$\left\langle \dot{Q}_{sn}\right\rangle_{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t}\sum_{i=1}^{N} \dot{Q}_{sn}(i\delta t)\delta t \quad \text{et} \quad \left\langle \dot{Q}_{\mathcal{AGN}}\right\rangle_{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t}\sum_{i=1}^{N} \dot{Q}_{\mathcal{AGN}}(i\delta t)\delta t$$

La température moyenne du flux de gaz chaud issu de la galaxie est alors estimée comme suit :

$$\overline{T}_{wind} = \frac{2\mu m_p}{3k_B M_{wind}} E_{th,wind} \tag{4.64}$$

où interviennent la masse moléculaire moyenne du gaz chaud (μm_p), la constante de Boltzmann (k_B), et bien entendu la masse de gaz (M_{wind}) contenue dans le vent produit pendant le pas de temps Δt (Eq. 4.59).

Energie thermique de la phase chaude pré-existante

Les vents chauds produits par la galaxie mais également l'accrétion cosmologique (Sect. 4.2.2, Eq. 4.6) alimentent la phase chaude qui se développe progressivement autour de la galaxie, en équilibre dans le puits de potentiel du halo de matière noire. Cette phase chaude pré-existante est caractérisée par une température moyenne $\overline{T}$ estimée à la fin du pas de temps précédent. De cette température moyenne, on déduit l'énergie interne suivante :

$$E_{th,atm} = \frac{3k_b\overline{T}}{2\mu m_p} \times \left(M_{hot}(t) - \underbrace{\dot{\mathcal{H}}_{cool}\Delta t}_{\text{masse condensée}} \right) \tag{4.65}$$

construite à partir de la masse $M_{hot}(t)$ de l'atmosphère chaude à la fin du dernier pas de temps, et à laquelle on a soustrait la masse $M_{cool} = \dot{\mathcal{H}}_{cool}\Delta t$ de gaz qui a condensé durant Δt et qui a donc alimenté la galaxie.

A cette énergie interne s'ajoute celle issue de l'accrétion cosmologique (Sect. 4.2.2, Eq. 4.6). Ne pouvant pas estimer correctement les processus de chauffage liés aux chocs que subit ce gaz cosmologique, on considère que ce dernier s'équilibre à la température de la phase chaude déjà formée. Ainsi on a :

$$E_{th,acc} = \frac{3k_b\overline{T}}{2\mu m_p} \times \underbrace{\dot{\mathcal{H}}_{sh}\Delta t}_{\text{masse accrétée}} \tag{4.66}$$

Dans les rares cas où aucune atmosphère chaude n'est pré-existante à un processus d'accrétion de gaz chaud cosmologique, la température d'équilibre est établie à la température du Viriel (Eq. 4.61).

La température moyenne post-accrétion cosmologique de la phase chaude pré-

existante est alors donnée par :

$$\overline{T}_{atm} = \frac{2\mu m_p}{3k_B}\left(\frac{E_{th,atm}+E_{th,acc}}{M_{hot}(t)+\underbrace{\dot{\mathcal{H}}_{sh}\Delta t}_{\text{masse accrétée}}-\underbrace{\dot{\mathcal{H}}_{cool}\Delta t}_{\text{masse condensée}}}\right) \tag{4.67}$$

4.5.4 Couplage du vent et de la phase chaude pré-existante

A ce niveau, la phase chaude pré-existante (de masse $M_{hot}(t)+\dot{\mathcal{H}}_{sh}\Delta t-\dot{\mathcal{H}}_{cool}\Delta t$ et de température $\overline{T}_{atm}$) et le flux de gaz chaud (de masse M_{wind} et de température $\overline{T}_{wind}$) en provenance de la galaxie sont toujours considérés séparément.

La première de ces deux composantes est considérée comme étant distribuée de manière homogène et isotrope, en équilibre thermique dans le puits de potentiel du halo de matière noire. Sous ces hypothèses, la distribution du module des vitesses des constituants de ce gaz chaud s'apparente à une distribution de type Maxwell Boltzmann :

$$F_{atm}(v,\overline{T})dv = F_{MB}(v,\overline{T})dv = 4\pi\left(\frac{\mu m_p}{2\pi k_B\overline{T}}\right)^{3/2} v^2 exp\left(-\frac{\mu m_p v^2}{2k_B\overline{T}}\right)dv \tag{4.68}$$

définie à partir de la température moyenne $\overline{T}$.

Pour des raisons de simplification, le vent de gaz chaud, émergeant de la galaxie, est quant à lui assimilé à un flux à symétrie sphérique, isotrope, et se propageant avec une vitesse moyenne $V_{wind,\mathcal{G}}$ (Eq. 4.57) purement radiale. Si l'on se place dans un référentiel lié à ce flux de gaz chaud, se déplaçant donc avec lui à la même vitesse moyenne, la distribution du module de vitesse des constituants de ce gaz, peut également être assimilée à une distribution de Maxwell Boltzmann.

Pour prendre en compte l'interaction entre le vent et la phase chaude pré-existante, un changement de référentiel s'impose. Si l'on se place dans le référentiel du halo (et donc celui de la phase chaude), la distribution du module de vitesse du gaz entraîné par le vent répond, en première approximation, à la fonction conditionnelle suivante :

$$F_{wind}(v,\overline{T}_{wind})dv = \begin{cases} F_{MB}\left(v',\overline{T}_{wind}\right)dv & : \text{si } v'>0 \\ \\ 0 & : \text{sinon} \end{cases} \tag{4.69}$$

où $v' = v - \langle V_{wind,\mathcal{G}}\rangle_{\Delta t}$. On considère donc que la distribution est simplement

translatée d'une vitesse égale à la vitesse moyenne des vents. Attention, on cherche ici à modéliser l'effet d'un flux de gaz, de température fixée, se déplaçant à une vitesse moyenne. L'effet n'est pas identique à celui consistant à ajouter à l'une des composante de vitesses de chaque constituant du gaz cette vitesse moyenne. Dans ce second cas la distribution obtenue serait différente. Certes, elle présenterait une certaine translation mais ses propriétés de dispersion d'amplitude seraient également modifiées. Le résultat serait alors équivalent à la distribution de vitesses caractéristiques d'une température plus élevée, ce qui n'est pas le but recherché ici.

L'utilisation de la simple vitesse moyenne peut être questionnée. Dans ce cadre, il serait intéressant de développer, dans de futurs travaux, une approche consistant à modéliser un possible transfert d'énergie cinétique du vent vers le gaz en équilibre de l'atmosphère chaude pré-existante. La modélisation de la propagation d'un front de choc, s'il est permis dans les conditions de température et de pression régnant dans la phase chaude, peut s'envisager dans le cadre des profils établis de température, de pression et de densité explicités au début de ce chapitre. Le développement d'une onde de choc s'accompagnerait donc d'un transfert d'énergie cinétique au dépend du vent, qui verrait sa vitesse moyenne de propagation se réduire, au profit donc de la phase chaude dont la température augmenterait.

A partir des deux distributions explicitées précédemment, on peut construire une distribution globale :

$$\begin{aligned} F^{\dagger}(v, \overline{T}, \overline{T}_{wind})dv = & f_{wind} F_{wind}(v, \overline{T}_{wind})dv \\ & + (1 - f_{wind}) F_{atm}(v, \overline{T}_{atm})dv \end{aligned} \tag{4.70}$$

dont chacun des deux termes est pondéré par la fraction de masse (phase chaude et vents) lui correspondant. Ainsi :

$$f_{wind} = \frac{M_{wind}}{M_{hot}(t) + \underbrace{\dot{\mathcal{H}}_{sh}\Delta t}_{\text{masse accrétée}} - \underbrace{\dot{\mathcal{H}}_{cool}\Delta t}_{\text{masse condensée}}}$$

n'est autre que la fraction de masse contenue dans le flux de gaz chaud issu de la galaxie.

La donnée de cette fonction de distribution permet alors d'estimer la fraction de masse (vent + phase chaude) restante. Cette quantification s'effectue par l'intermédiaire du calcul de la fraction d'échappement, détaillé ci-après.

4.5.5 Fraction d'échappement

Calcul

Le principe est relativement simple. L'hypothèse centrale réside dans le fait que l'on considère la phase chaude comme s'établissant en équilibre hydrostatique et thermique dans le puits de potentiel formé par le halo de matière noire. Il est vrai que cela relève d'une simplification dans le fait que le caractère auto-gravitant du gaz, stipulant que la structuration de la phase chaude peut également être soumise à sa propre gravité, n'est pas pris en compte. Comme il est argumenté précédemment, les travaux de Suto et al. (1998) montrent que le caractère auto-gravitant du gaz chaud n'influence sa structuration qu'à des rayons importants $r > r_0$ et que son influence sur les processus de condensation reste donc limitée.

Parmi les propriétés du halo de matière noire ($\mathcal{DM}$), la vitesse de libération $V_{esc,\mathcal{DM}}(r = R_{halo})$ (Eq. 3.10) indique le seuil critique au-delà duquel, tout flux de matière ayant une vitesse supérieure s'échappe de l'attraction gravitationnelle.

Dans le cadre de la fonction de distribution $F^{\dagger}(v, \overline{T}_{atm}, \overline{T}_{wind})dv$ (Eq. 4.70), la prise en compte de cette vitesse limite permet de calculer directement la fraction de masse restant captive du halo et a contrario, la fraction de masse s'échappant de la structure :

$$f_{esc} = 1 - \int_0^{V_{esc,\mathcal{DM}}(r=R_{halo})} F^{\dagger}(v, \overline{T}_{atm}, \overline{T}_{wind})dv \tag{4.71}$$

Application

La figure 4.25 présente deux exemples de ce calcul pour deux halos de matière noire de masse différente, $M_h \simeq 10^{10}\ M_{\odot}$ et $M_h \simeq 10^{13}\ M_{\odot}$. Dans les deux cadrans, la distribution $F^{\dagger}$ (Eq. 4.70) du module de vitesse y est figurée par la courbe noire, elle se réfère à l'axe des ordonnées de gauche. Les distributions liées à la phase chaude pré-existante et aux vents sont représentées par les courbes pointillées, respectivement rouge et grise [14]. La référence verticale grise matérialise la valeur seuil de la vitesse de libération du halo de matière noire $V_{esc,\mathcal{DM}}(r = R_{halo})$ (Eq. 3.10). La courbe bleue, référencée par l'axe des ordonnées de droite, indique la fraction intégrée en masse des deux composantes, phase chaude pré-existante et vents. L'intersection de cette courbe bleue avec la référence liée à la vitesse de libération donne directement accès à la fraction de masse restant captive dans le puits de potentiel

14. Dans le premier cadran, ces courbes pointillées sont confondues avec la distributions totale et ne sont donc pas visibles

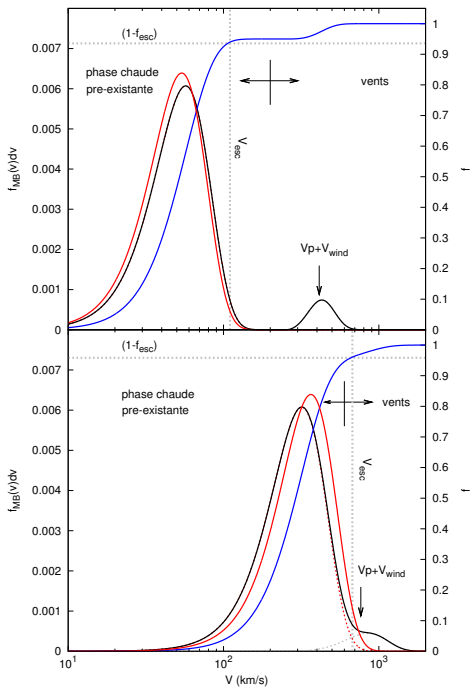


FIGURE 4.25 – Fonctions de distribution des modules de vitesse, fraction de masse, et fraction d'échappement. Le cadran supérieur représente le cas d'un halo de faible masse $M_h \simeq 10^{10} M_\odot$ au sein duquel un vent, de température moyenne $\overline{T}_{wind} = 10^6\ K$, se propageant à une vitesse moyenne $\left\langle V_{wind,\mathcal{G}} \right\rangle_{\Delta t} = 250\ km/s$, interagit avec une phase chaude pré-existante. La vignette inférieure présente le cas d'un vent, de température moyenne $\overline{T}_{wind} = 10^7\ K$, voyageant à une vitesse moyenne identique $\left\langle V_{wind,\mathcal{G}} \right\rangle_{\Delta t} = 250\ km/s$ dans un halo beaucoup plus massif $M_h \simeq 10^{13} M_\odot$. Les courbes pointillées rouge et grise représentent les distributions respectivement pour la phase chaude pré-existante et pour le vent (confondu dans le premier cas). La courbe noire en est alors la somme. La référence verticale grise matérialise la vitesse de libération du halo de matière noire. Pour chaque vignette, la courbe bleue, se référençant à l'axe des ordonnées de droite, marque la fraction de masse intégrée (vent + phase chaude). L'intersection de cette dernière, avec la référence marquant la vitesse de libération, indique alors la fraction de masse restant piégée par le halo de matière noire. La distribution rouge marque celle de la nouvelle phase chaude, issue du couplage entre celle pré-existante et les vents.

du halo. Bien entendu, le complément à 1 de cette fraction correspond alors à la fraction de masse pouvant s'extraire de l'attraction gravitationnelle de la structure.

Les deux cas présentés sont différents. Alors que pour la structure de faible masse, la distribution liée au vent est parfaitement discernable de celle dédiée à la phase chaude pré-existante, ce n'est pas le cas pour la structure plus massive. Dans ce second cas, les distributions s'entrecroisent (courbes pointillées). Pour la structure de faible masse, le seuil de vitesse de libération ne permet en aucun cas au flux de gaz chaud émis par la galaxie de rester captif. Les vitesses atteintes sont bien trop élevées. On peut, de même, noter que la queue des valeurs hautes de la distribution de vitesse de la phase chaude est également tronquée par cette limite. Ce phénomène de troncature de la vitesse, d'autant plus faible que la structure est massive, reste marginal. Il tient au fait que toute fonction de Maxwell-Boltzmann possède une queue de distribution continue à haute valeur de vitesse s'étendant au delà de la limite de troncature.

Devenir de la masse perdue

Le calcul de la fraction d'échappement permet de quantifier la masse de gaz chaud, issue du flux sortant de la galaxie et de la phase chaude pré-existante (évaporation), pouvant se libérer de l'attraction du halo de matière noire considéré. La question du devenir de cette masse se pose alors.

Il est important de rappeler que la construction des arbres de fusion par le code `TreeMaker` utilisant l'algorithme `AdaptaHOP`-(Aubert et al., 2004; Tweed et al., 2009) permet d'identifier les sous-structures et de suivre leurs liens avec les halos principaux. La hiérarchie entre structures s'étend sur six niveaux différents. Dans ce contexte, si un flux de gaz, libéré d'une phase chaude, est identifié dans une sous-structure, quelque soit son niveau, alors le devenir de ce flux est questionné dans le cadre des propriété de la structure principale, hôte de la sous-structure concernée. En d'autres termes, une nouvelle fraction d'échappement est calculée, sous l'hypothèse d'une propagation, à la vitesse moyenne estimée précédemment, et sous la contrainte de la vitesse de libération du halo principal.

A partir de cette nouvelle estimation, si une diminution de la fraction d'échappement est constatée, cela signifie qu'une partie, voire la totalité du gaz reste piégé dans le puits de potentiel creusé par la structure principale. Cette masse lui est donc attribuée au travers d'un taux de transfert, s'ajoutant à l'accrétion cosmologique $\dot{\mathcal{H}}_{sh}$. On considère dans ce cas, comme pour l'accrétion cosmologique, que le gaz transféré s'équilibre instantanément à la température moyenne de la phase chaude abritée par le halo principal.

Dans le cas d'un halo principal, si une fraction de la masse de la phase chaude peut s'échapper, qu'elle soit issue du flux de gaz chaud de la galaxie centrale ou d'un flux en provenance d'une sous-structure, la masse libérée est considérée comme définitivement perdue dans le milieu intergalactique (IGM). Cette masse ne pourra en aucun cas être ré-affectée à un processus d'accrétion sur quelque structure que ce soit. Le transfert vers la structure principale et la perte définitive dans le milieu intergalactique sont schématisés ($\rightarrow IGM/host-halo$) en figure 4.3

Nouvelle température d'équilibre

Une fois la fraction d'échappement f_{esc} calculée, il faut redéfinir la température moyenne $\overline{T}$ de la nouvelle phase chaude ainsi constituée. Cette température est

directement reliée à la quantité d'énergie interne contenue dans le gaz :

$$\overline{T} = \frac{2\mu m_p}{3k_B(1-f_{esc})} \int_0^{V_{esc,\mathcal{DM}}} v^2 f^\dagger(v, \overline{T}_{wind}, \overline{T}_{atm}) dv$$

La nouvelle distribution de vitesse, liée à cette nouvelle température est tracée en rouge sur les cadrans de la figure 4.25. Dans le cas de la structure de faible masse, la légère baisse de température est liée au phénomène d'évaporation. Cette baisse est toutefois peu importante. Dans ce cas, en raison de la faible valeur de la vitesse de libération, aucune fraction en masse du flux de gaz chaud issu de la galaxie n'a pu rester ; il n'y a donc aucun processus de chauffage.

En revanche, pour la structure plus massive, la vitesse de libération étant plus importante, la structure est à même de piéger une fraction significative du flux chaud provenant de la galaxie. Même si le halo ne peut garder qu'une fraction du flux de gaz, ce denier est suffisamment chaud pour permettre une hausse significative de la température. Cette hausse est clairement visible sur la nouvelle distribution de vitesse.

Exemple d'évolution

La figure 4.26 présente l'évolution au cours du temps de plusieurs grandeurs caractéristiques de la phase chaude. La première de ces grandeurs est la fraction d'échappement, f_{esc}, dont l'évolution est tracée dans le cadran supérieur. On constate que cette dernière, partant de valeurs très élevées en début d'évolution, en raison de la faible masse des structures, progresse vers des valeurs plus basses, au fur et à mesure que la structure de matière noire croît en masse. Un épisode complexe de variations de cette fraction d'échappement est identifiable entre les redshifts $z \simeq 2$ et $z \simeq 0.75$. Même si ces fortes variations de la fraction d'échappement peuvent être liées aux évènements de fusion, par la prise en compte de l'énergie d'interaction, l'émergence d'un trou noir actif produisant un flux de gaz extrêmement chaud contribue également fortement (voir paragraphe suivant et Fig. 4.27).

La vignette centrale regroupe l'évolution de trois grandeurs : la température dite du Viriel T_{vir}, déduite des propriétés du halo de matière noire, la température T_{hot} déduite du modèle présenté ici, et le rapport T_{hot}/T_{vir}. Noter que ce dernier ne varie jamais à plus d'un facteur deux au profit de l'une ou l'autre des deux températures. Il oscille même autour d'une valeur proche de l'unité pour les bas redshifts. L'évolution de ce rapport est en relation étroite avec la fraction

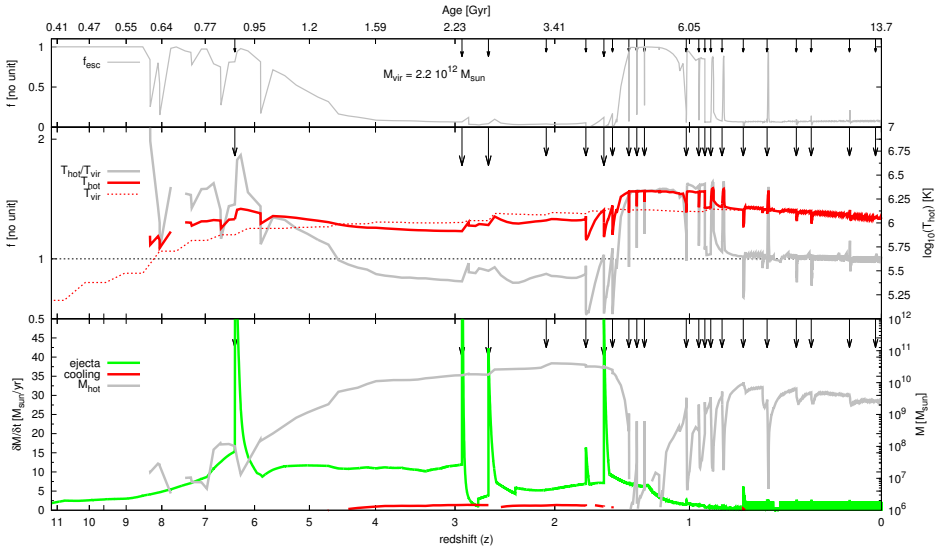


FIGURE 4.26 – Evolution des propriétés de la phase chaude, entre $z \simeq 11$ et $z = 0$, pour une structure abritée par un halo de matière noire, dont la masse atteint $M_h \simeq 10^{12}\ M_\odot$ à z=0. Les flèches verticales indiquent les évènements de fusion, les plus longues étant dédiées aux fusions majeures. Le cadran supérieur présente l'évolution de la fraction d'échappement : f_{esc}. Le cadran central présente l'évolution des deux températures caractéristiques que sont : la température dite du Viriel T_{vir}, déduite des propriétés du halo de matière noire (courbe rouge pointillée), et la température moyenne T_{hot} (courbe rouge pleine) issue du modèle. Ces deux grandeurs sont référencées sur l'axe des ordonnées de droite. L'absence de tracé, pour la température T_{hot}, en début d'évolution, est simplement due à l'absence totale de phase chaude ($f_{esc} = 1$). L'évolution de cette température est fortement reliée aux divers événements de fusion. Lors d'une telle rencontre, l'énergie d'interaction participe au chauffage de la phase chaude rémanente. Ce phénomène est clairement identifiable tout au long de l'évolution. Dans certain cas, la fusion s'accompagne d'une baisse significative de la température moyenne. Ceci est du au fait que la structure, dont on suit l'évolution, a fusionné avec un halo présentant une phase chaude plus développée et en moyenne plus froide. La température s'équilibre donc à une valeur plus basse. Dans ce même cadran central, la courbe grise, référencée sur l'axe des ordonnées de gauche, indique l'évolution du rapport (T_{hot}/T_{vir}). Noter que ce dernier ne varie jamais à plus d'un facteur deux, au profit de l'une ou l'autre des deux températures. Il oscille même autour d'une valeur proche de l'unité pour les bas redshifts. Ce rapport de température présente une forte corrélation avec le fraction d'échappement. En effet, plus cette fraction augmente (moins l'atmosphère chaude retient le gaz) et plus la température moyenne augmente. Ceci s'explique par le fait que l'énergie interne est contenue dans peu de masse. Même si les fortes variations de la fraction d'échappement, de la masse, et de la température T_{hot}, dans la période $z \in [2 : 0.75]$, peuvent être liées aux évènements de fusion, l'émergence d'un trou noir actif, produisant un flux de gaz extrêmement chaud, contribue également fortement (voir Fig. 4.27). Enfin, le cadran inférieur donne l'évolution de la masse de gaz chaud M_{hot} (courbe grise), du taux d'éjection (courbe verte) et du taux de condensation (cooling : courbe rouge). Les pics d'éjection liés aux flambées de formation stellaire durant les épisodes de fusion sont clairement identifiables.

d'échappement. Plus celle-ci est élevée et plus la température de la phase chaude est élevée vis-à-vis de la température du Viriel. L'énergie étant contenue dans une masse plus réduite, la température augmente.

Dans le dernier cadran sont tracées les évolutions du taux d'éjection, du taux de condensation $\dot{\mathcal{H}}_{cool}$ et de la masse de gaz contenue dans la phase chaude M_{hot}. Les pics d'éjection sont liés aux flambées de formation stellaire produites par les fusions (fonction d'amplification Eq. 4.40).

4.5.6 Retour sur l'activité du trou noir central

Formation et évolution d'un trou noir

La figure 4.27 reprend l'évolution de la température T_{hot}, du taux de condensation $\dot{\mathcal{H}}_{cool}$ (courbe rouge), du taux d'accrétion sur le trou noir central $A\dot{G}N_{acc}$ (courbe bleue) et du taux d'éjection $A\dot{G}N_{wind}$ (courbe verte), sans oublier la progression en masse et en luminosité du trou noir.

Le trou noir se forme à l'occasion d'une fusion majeur à un redshift $z \simeq 3$. Dès lors, une accrétion en provenance du tore se met en place, ainsi qu'un processus d'éjection : formation du jet et couplage avec le gaz du bulbe. La masse augmente progressivement pour atteindre un seuil ; à cet instant, le tore ne doit plus contenir suffisamment de gaz pour alimenter ces mécanismes. Ce dernier n'est pas non plus alimenté par la migration de *clumps*, la dynamique du disque ne devant pas être compatible avec leur formation. Noter tout de même, lors des différents évènements de fusion suivants, l'apparition brève de processus d'accrétion et d'éjection. Ces derniers sont liés à l'application de la fonction d'amplification et à l'approvisionnement du tore en gaz dans la limite d'une fraction de la masse de gaz contenue dans le bulbe hôte.

Comme décrit précédemment, la hausse de température de la phase chaude s'accorde avec l'émergence de l'activité de ce trou noir central. Les éjecta qui en découlent sont en moyenne plus chauds que ceux produits par les vents de supernovae (Fig. 4.24). Ce flux de gaz chaud, même si sa fraction en masse est faible vis-à-vis de la phase chaude déjà formée, il n'en reste pas moins un acteur essentiel du processus de chauffage. La température moyenne des vents issus de l'activité du trou noir croît avec l'intensité des processus d'accrétion et d'éjection (Eqs. 4.54 4.55 et 4.62).

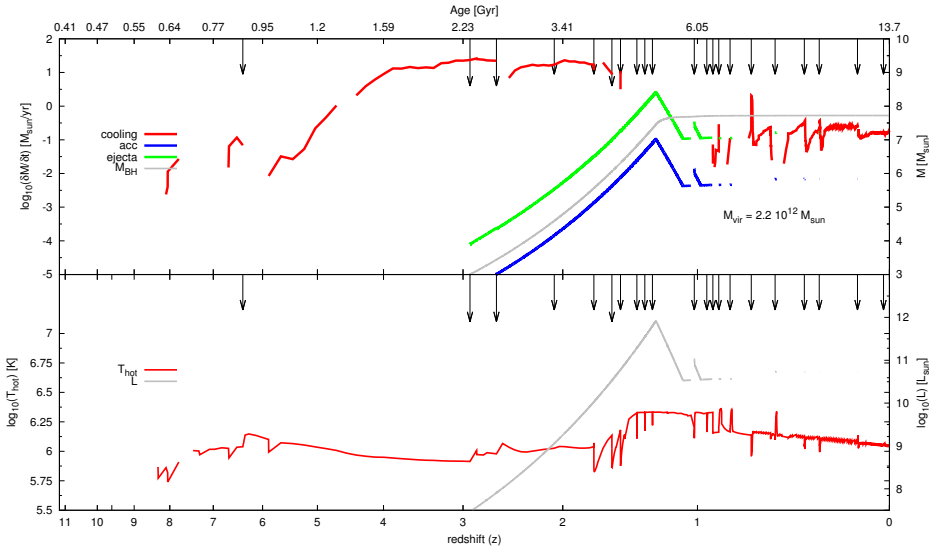


FIGURE 4.27 – Evolution des propriétés caractéristiques de l'activité du trou noir central. Dans le cadran supérieur sont présentées les évolutions du taux d'accrétion $A\dot{G}N_{acc}$ (courbe bleue) et d'éjection $A\dot{G}N_{wind}$ (courbe verte) liées au trou noir, mais également l'évolution du taux de condensation $\dot{\mathcal{H}}_{cool}$ (courbe rouge). La courbe grise matérialise la croissance en masse du trou noir. Il faut noter les sauts d'activité liés aux évènements de fusion dans la seconde partie d'évolution. Entre ces instants, le processus de condensation se poursuit mais à très faible niveau. Dans le cadran inférieur, les courbes rouge et grise dessinent respectivement l'évolution de la température de la phase chaude T_{hot} et la luminosité bolométrique (Eq. 4.72) quantifiant la fraction d'énergie, issue du processus d'accrétion, n'étant ni redirigée vers la production du vent (cinétique) ni dans le chauffage du gaz (thermique). La croissance de cette luminosité est corrélée, par construction, avec les taux d'accrétion et d'éjection et donc avec la température du gaz entraîné hors de la galaxie. On peut donc associer la croissance de la température moyenne T_{hot} avec la capacité de la structure à garder captive une fraction significative du flux de gaz de chaud issu de la galaxie.

Luminosité bolométrique

On peut quantifier la puissance, issue du processus d'accrétion, qui, n'étant ni redistribuée à la formation du jet (cinétique) ni au chauffage du gaz (thermique), est allouée à un flux radiatif qui quitte la structure. Cette luminosité quantifiable dans le même cadre que celui utilisé précédemment :

$$L_{bol,\mathcal{AGN}} = 1 - f_{th,\mathcal{AGN}} \left\langle \dot{Q}_{\mathcal{AGN}} \right\rangle_{\Delta t} \tag{4.72}$$

fait intervenir $\left\langle \dot{Q}_{\mathcal{AGN}} \right\rangle_{\Delta t}$, la moyenne temporelle de la puissance produite par le trou noir central définit auparavant. L'évolution de cette luminosité est portée par la courbe grise dans le cadran inférieur de la figure 4.27. Celle-ci traduit la visibilité

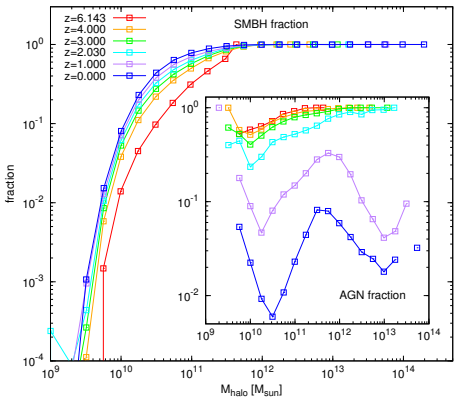


FIGURE 4.28 – Apparition de la population de trou noir super-massif et évolution de la population active. Le cadran principal présente, en fonction de la masse du halo de matière noire et de l'époque (code couleur), la fraction en nombre d'objets, abritant un trou noir super-massif au centre de la galaxie formée en son cœur. Comme attendu, plus la structure est massive, et donc évoluée, et plus la fraction de trou noir super-massif est élevée. Elle tend vers 1 pour les halos de masse $M_h > 10^{12}\ M_\odot$. La fenêtre intérieure reporte la fraction en nombre de trous noirs actifs ($L_{bol,\mathcal{AGN}} > 0.01 L_{Edd}$). Cette fraction très élevée à haut redshift décroît progressivement avec le temps et la masse, signe de l'arrêt de l'accrétion.

et l'intensité croissante de l'activité du trou noir central pour la période $z \in [3:1]$.

Les luminosités bolométriques obtenues semblent, à première vue, en accord avec les niveaux attendus et observés, même si une comparaison objective avec les fonctions de luminosité observées de ces trous noirs en activité reste à faire.

Progression de la population active

L'équation 4.72 permet de définir la luminosité dite bolométrique produite par un trou noir en activité. Cette luminosité n'est rien d'autre que la puissance résiduelle qui n'est utilisée ni à la production du jet, ni au chauffage du gaz. Il a également été défini précédemment une seconde luminosité de référence, dite d'Eddington :

$$\dot{L}_{Edd} = \frac{4\pi G m_p}{\sigma_T c} M_\bullet$$

Cette dernière, directement liée à la masse du trou noir $M_\bullet$, quantifie la puissance maximale pouvant être atteinte par un trou noir par le processus d'accrétion.

Via cette référence, on choisit de définir un trou noir comme étant actif, sous la condition arbitraire que sa luminosité bolométrique dépasse 1% de la luminosité d'Eddington.

La figure 4.28 présente, entre autres, l'évolution de cette population particulière. Le cadran principal de cette figure détaille l'évolution, avec la masse de la structure de matière noire et le redshift (code couleur), de la fraction d'objet abritant un trou noir super-massif. Cette fraction croît fortement avec la masse. Les halos de masse $M_h > 10^{12}\ M_\odot$ abritent systématiquement un trou noir. Cela signifie que ces structures massives ont, au minimum, subit une fusion durant laquelle une fraction

de la masse du bulbe rémanent a été convertie en trou noir. Le cadran intérieur reporte l'évolution de la fraction de trou noir actif ($L_{bol,\mathcal{AGN}} > 0.01 L_{Edd}$). A haut redshift, cette fraction relativement haute ($> 50\%$) va croissante avec la masse. En revanche, au delà de $z = 1$, la fraction de trous noirs actifs ne cesse de diminuer.

4.5.7 Comparaison au modèle de Somerville et al. (2008)

Dans le modèle présenté ici, la prise en compte des processus de rétro-action, portés par la formation d'un flux de gaz chaud issu de l'explosion des supernovae et de l'activité d'un trou noir super-massif, a été effectuée suivant des règles simples de conservation d'énergie (Eqs. 4.52, 4.54). Il a été choisi de développer un suivi de la température de la phase chaude. On considère que cette dernière, s'étendant jusqu'au rayon de troncature de la structure de matière noire, en équilibre hydrostatique dans le puits de potentiel, subit les effets d'un flux de gaz chaud dont la vitesse moyenne est reliée à l'activité de formation stellaire dans la galaxie présente au centre du halo.

Les modèles semi-analytiques standards s'appuient généralement sur la donnée de la température, dite du Viriel, pour décrire le comportement (condensation) de la phase chaude. C'est le cas du modèle utilisé dans les travaux de Somerville et al. (2008). Je propose ici, basé sur un exemple d'évolution, une comparaison entre l'approche développée dans ces travaux et celle que je propose ici. La comparaison cible plusieurs grandeurs clés : le taux d'éjection lié aux supernovae, le taux de condensation du gaz de la phase chaude, le taux de formation stellaire et la fraction d'échappement.

Une paramétrisation différente

Même si la notion de conservation d'énergie est présente, de manière sous-jacente dans la modélisation de l'action des supernovae, Somerville et al. (2008) (Eq. 12) ne considèrent pas, comme je le propose ici, une différenciation nette entre l'énergie thermique distribuée dans le gaz impacté par l'explosion des supernovae et l'énergie cinétique produisant le flux. Leur approche s'articule autour d'un taux de *chauffage* (re-heating : rh) :

$$\dot{m}_{rh} = \varepsilon_0^{SN} \left(\frac{200\ km/s}{V_{disc}} \right)^{\alpha_{rh}} \dot{m}_\star \tag{4.73}$$

faisant intervenir le taux de formation stellaire $\dot{m}_\star$ et une vitesse de rotation V_{disc} qui s'avère être considérée comme étant égale à la vitesse maximale du profil de rotation du halo de matière noire. Ce second paramètre est utilisé dans le but de modéliser l'impact du puits de potentiel du halo de matière noire. La relation 4.73 fait intervenir deux paramètres libres ε_0^{SN} et $\alpha_{rh} \simeq 2$, étalonnés sur les travaux de Kauffmann et al. (1993), construits eux-mêmes sous certaines règles de conservation d'énergie.

La taux de *chauffage* est alors couplé à une modélisation paramétrique de la fraction d'échappement (Eq. 13) :

$$f_{eject}(V_{vir}) = \frac{1}{1 + \left(\frac{V_{vir}}{V_{eject}}\right)^{\alpha_{eject}}} \tag{4.74}$$

Celle ci-s'articule autour de deux nouveaux paramètres libres $\alpha_{eject} = 6$ et V_{eject}. Ce dernier indiquant une vitesse moyenne pour les vents. Alors que dans notre cas, cette vitesse moyenne est reliée à l'activité de formation stellaire, le modèle Somerville et al. (2008) utilise une valeur unique, fixée pour l'ensemble des structures, dans une gamme $V_{eject} \in [100 : 150]\ km/s$.

Comparaison

La figure 4.29 présente donc une comparaison de l'évolution de plusieurs grandeurs clés, liées à la phase chaude. Au sein de cette figure, les courbes en trait plein sont dédiées au modèle développé dans cette thèse. A contrario, les courbes en trait pointillé marquent l'évolution issue d'une paramétrisation identique à celle proposée dans les travaux de Somerville et al. (2008).

Dans le cadran supérieur sont tracées les évolutions de la fraction d'échappement (courbes grises) et de la température de la phase chaude (courbes rouges). On rappelle que dans le cadre du modèle utilisé par Somerville et al. (2008), cette température est égalée à celle du Viriel déduite des propriétés du halo de matière noire.

La première différence, la plus caractéristique, réside dans la progression de la fraction d'échappement f_{esc}. Alors que dans les conditions imposées dans le modèle présenté ici, aucune fraction du flux de gaz chaud produit par la galaxie ne peut être gardé captif par le halo à très grand z, la fraction définie par l'équation 4.74 reste bornée à $f_{esc} \simeq 0.95$, permettant le développement d'une atmosphère chaude tôt dans l'histoire de la structure.

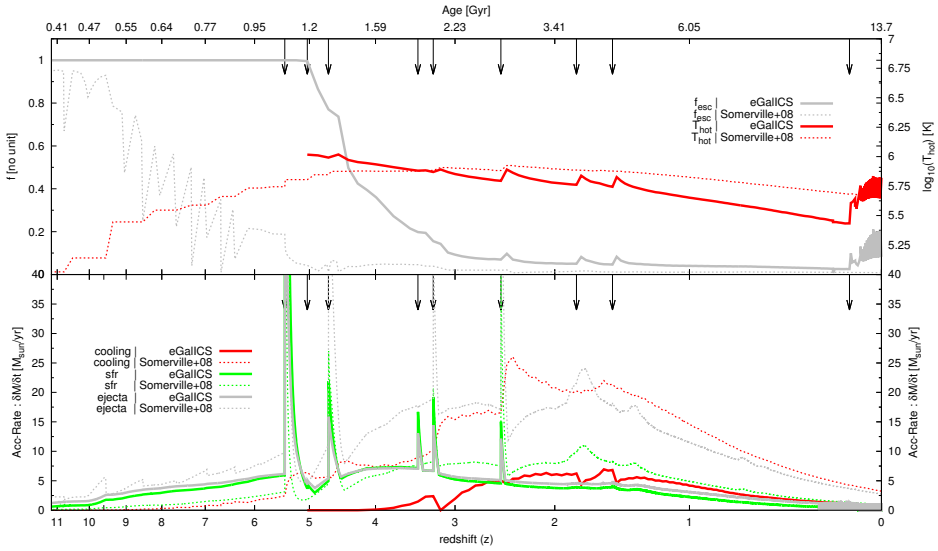


FIGURE 4.29 – Comparaison de l'évolution de plusieurs grandeurs clés, liées à la phase chaude, et calculées dans le cadre du modèle standard développé dans cette thèse et du modèle utilisé dans les études de Somerville et al. (2008). Dans chaque cadran, les courbes en trait plein sont dédiées au modèle que j'ai développé, les courbes pointillées se réfèrent au modèle de Somerville et al. (2008). Dans le cadran supérieur sont tracées les évolutions de la fraction d'échappement (courbes grises) et de la température de la phase chaude (courbes rouges). Dans le modèle proposé par Somerville et al. (2008), cette dernière est égalée à la température dite du Viriel du halo de matière noire. Le tracé des températures s'amorce avec l'apparition de la phase chaude. On constate ainsi tout d'abord une différence importante dans l'époque d'initialisation de cette atmosphère chaude. Alors que celle-ci se forme dès les premiers instants dans le modèle de Somerville et al. (2008), il faut attendre $z \simeq 5$ pour la voir se former dans les conditions du modèle que je propose. Cette différence significative est directement reliée à l'évolution de la fraction d'échappement. Alors que le modèle développé ici ne laisse aucune possibilité de capture du flux de gaz produit par la galaxie, le modèle de Somerville et al. (2008) est borné à $f_{esc} \simeq 0.95$, laissant une phase chaude se former très tôt dans l'histoire de la structure. Les oscillations observées dans la fraction d'échappement du modèle de Somerville et al. (2008) sont dues à des variations de la masse du Viriel liée, non pas à des fusion (pas de marqueurs), mais à l'accrétion des grumeaux de matière noire que sont les branches *mortes*. Dans le cadran inférieur figurent les évolutions des différents taux, de condensation (courbes rouges), de formation stellaire (courbes vertes) et d'éjection en relation avec les supernovae (courbes grises). Là également, les comportement sont différents. La différence la plus nette réside dans la relation entre le taux d'éjection et le taux de formation stellaire. Bien que reliés l'un à l'autre au cœur des deux modèles, le fait de n'attribuer aucune fraction de l'énergie libérée par les supernovae dans le déplacement du flux de gaz chaud, une très grande partie peut être attribuée au réchauffement de ce gaz, sans pour autant lui permettre de s'échapper effectivement de la galaxie. Le terme éjecta n'est alors plus réellement cohérent. De ce fait, le facteur de charge (ejecta/SFR) est beaucoup plus favorable dans le modèle de Somerville et al. (2008). Une masse beaucoup plus grande est alors rendue impropre à la formation stellaire. Noter de plus les variations entre les deux modèles dans l'amplitude des flambées de formation stellaire liées aux fusions. Elles s'expliquent par les différences dans les contenus en gaz.

Dans le second cadran sont présentées les évolutions des taux de condensation (courbes rouges), des taux d'éjection issus du processus d'explosion des supernovae (courbes grises), et des taux de formation stellaire (courbes vertes). Pour ces grandeurs aussi, les différences entre modèles sont importantes. La plus marquée s'appuie sur le facteur de charge. Ce paramètre relie le taux d'éjecta au rythme de formation stellaire. Dans les deux modèles, ces deux taux sont reliés. En revanche, dans le modèle de Somerville et al. (2008), le fait de ne pas discerner énergie interne du gaz et énergie cinétique, permettant le déplacement du flux, permet d'attribuer une plus grande fraction d'énergie au réchauffement du gaz, même si celui-ci n'est pas mû par une vitesse d'ensemble. Il en résulte qu'une masse beaucoup plus importante, surtout aux époques reculées ($z > 4$), est rendue impropre à la formation stellaire, même si aucune vitesse d'ensemble n'est réellement associée au gaz réchauffé.

La production d'un taux d'éjection plus important, auquel il faut ajouter une évolution de la fraction d'échappement plus favorable au maintien du gaz chaud, entraîne la formation d'une phase chaude plus dense, dans le modèle utilisé par Somerville et al. (2008), que celui explicité dans cette thèse. Comme il est argumenté précédemment, plus la densité caractéristique de la phase chaude $\rho_{0,g}$ est élevée et plus le processus de condensation est efficace. Ce phénomène est parfaitement visible dans les instants post-éjection dans le modèle, s'appuyant sur la paramétrisation proposée par Somerville et al. (2008). Après chaque évènement d'éjection, la phase chaude se densifie, il s'ensuit une augmentation systématique du taux de condensation (courbe rouge en trait pointillé). Dans le processus d'éjection que je propose ici, la production de vents participe au réchauffement de l'atmosphère, ce qui tend à réduire l'efficacité du processus de condensation. On remarque ainsi que, contrairement au cas précédent, chaque pic d'éjection, lié aux flambées de formation stellaire durant les fusions, est suivi d'une baisse - modérée à importante - du taux de condensation (courbe rouge en trait plein).

Pour les mêmes raisons de confinement du gaz et de production des éjecta, le taux de condensation de la phase chaude dans le modèle Somerville et al. (2008) est plus élevé. La quantité disponible de gaz dans la galaxie est également plus grande. Ce fait entraîne une hausse de la formation stellaire à bas redshift. Ainsi, alors qu'à grand redshift, $z > 4$, le taux de formation stellaire (courbe verte en trait plein), déduit du modèle que je propose, était supérieur à celui prédit par la paramétrisation de Somerville et al. (2008) (courbe verte en trait pointillé), la situation est totalement inversée à bas redshift $z < 4$. Cette sur-alimentation

en gaz, à bas redshift, dans le modèle de Somerville et al. (2008) est paliée par l'implémentation d'un phénomène de rétro-action du trou noir central, phénomène que je n'ai pas mis en place dans ma comparaison pour des raisons de compatibilités algorithmiques.

Quelles différences, quels impacts

Alors que le modèle que je propose s'attache à décrire séparément les contenus énergétiques thermique et cinétique (alloués à la formation d'un flux de gaz), le modèle de Somerville et al. (2008) ne procède à aucune distinction. En conséquence, on peut considérer que pour ce second modèle, la totalité de l'énergie (aux différents jeux de paramètres près) ré-injectée par les supernovae est consacrée à chauffer le gaz et à le rendre impropre à la formation stellaire. Ceci explique la forte différence d'efficacité du processus de rétroaction constatée entre les deux modèles. Les effets des supernovae, sur l'activité de formation stellaire, sont plus limités dans notre approche. Nous verrons par la suite (chapitre 6) que l'impact de la rétro-action engendrée par les supernovae, plus marquée dans le modèle de Somerville et al. (2008) produit des résultats, dans certains domaines de masses et d'époques, en meilleur accord avec les observations que ceux produits par notre modèle standard.

En revanche, il est important de noter que dans le modèle proposé par Somerville et al. (2008), la fraction d'échappement est fonction de la vitesse moyenne du flux de gaz qui, à défaut d'être déduit des conditions physiques, est fixée via un paramètre. Ce fait soulève alors la question de la prise en compte de l'énergie qu'il est nécessaire d'injecter sous forme cinétique pour permettre au gaz de se mouvoir à cette vitesse caractéristique. Cette même quantité d'énergie ne pouvant alors être allouée au chauffage du gaz.

Cette comparaison entre les deux modèles met en exergue le problème suivant : le gaz impacté par les supernovae est-il obligatoirement entraîné hors de la galaxie via un flux comme le postule mon modèle ou au contraire, celui-ci est-il en majorité chauffé au sein même de la galaxie sans en être véritablement expulsé ?

Des comparaisons supplémentaires entre ces deux modèles sont présentées dans le dernier chapitre (6) de cette thèse. Elles pointent les fortes difficultés rencontrées par les modèles à reproduire en même temps les masses d'étoiles et les taux de formation stellaire.

Chapitre 5

Un nouvel algorithme : *eGalICS*

Il faut toujours plus de temps que prévu, même en tenant compte de la loi de Hofstadter

- Douglas HOFSTADTER (1945-)

Résumé

Ce cinquième aborde la structuration algorithmique du code eGalICS. Celui-ci a été développé suivant une approche modulaire, dite orientée objet. Dans le chapitre précédent sont décrites les règles d'évolution d'un certain nombre de composantes : halo de matière noire, réservoirs de gaz chaud et froid, disque et/ou bulbe. La première section de ce nouveau chapitre (Sect. 5.1) traite du nouvel algorithme, articulé autour de modules indépendants. Chacun de ces modules regroupe les règles, facilement modifiables, régissant la composante qu'il décrit. Cette première section présente également la structuration hiérarchique de l'algorithme, mise en place entre les différents niveaux des composantes. La seconde section (Sect. 5.2) reprend cette organisation hiérarchique et présente la méthode de pas de temps adaptatif mise en place pour faire progresser chaque composante d'une galaxie et de son environnement en respectant le plus possible son propre temps dynamique. La condition mise en place ici consiste à ne pas excéder, en un pas de temps, une variation en masse maximale pré-établie. En parallèle, deux processus de synchronisation des évolutions, liés aux couplages entre i) la galaxie et la phase chaude et ii) le disque et le bulbe, sont abordés. Enfin, ce cinquième chapitre se termine (Sect. 5.3) par une description des protocoles de sauvegarde des résultats du modèle. Ces derniers sont structurés sous trois formes : i) Une table regroupant, pour un nombre limité de pas de temps, l'ensemble des propriétés des composantes, ii) Un enregistrement, sous la forme de lignes principales de temps, décrivant l'évolution des propriétés d'une galaxie choisie et de son environnement, iii) Une sauvegarde, en parallèle de la ligne principale de temps, de la structure de l'arbre de fusion, accompagnée d'un grand nombre de paramètres pour chacun des halos portés par l'arbre.

Sommaire

5.1 Une orientation objet 239
5.1.1 Plusieurs composantes, plusieurs niveaux 239
5.1.2 Une structure orientée objets 240
5.1.3 La procédure élémentaire d'évolution 241
5.1.4 Schémas d'évolution hiérarchique 242
5.2 Un pas de temps adaptatif 243
5.2.1 A chacun son rythme 243
5.2.2 Des réservoirs tampons à l'alimentation de la galaxie . . 245
5.2.3 L'évolution conjointe du disque $\mathcal{D}$ et du bulbe $\mathcal{B}$ 249
5.2.4 Pas de temps effectifs pour les différentes composantes . 251
5.2.5 L'évolution stellaire 252
5.3 Des résultats structurés et facilement exploitables . 254
5.3.1 Les tables 254
5.3.2 Les lignes principales de temps 254
5.3.3 Les arbres de fusions 255

5.1 Une orientation objet

Dans le chapitre précédent sont abordés les différents mécanismes de formation et d'évolution des galaxies.

5.1.1 Plusieurs composantes, plusieurs niveaux

Ces processus s'articulent autour d'un certain nombres de composantes :

- Le halo de matière noire $\mathcal{DM}$: c'est la structure principale. Ses propriétés dynamiques, géométriques ainsi que les différents liens de parenté et de sous-structuration qu'elle porte forment un ensemble de contraintes auxquelles la galaxie, qui se formera en son cœur, sera sensible.
- Le halo baryonique $\mathcal{H}$: cette composante, intermédiaire, rassemble les deux réservoirs $\mathcal{H}_{hot}$ et $\mathcal{H}_{cold}$ de gaz chaud et froid modélisant respectivement l'atmosphère chaude et la structure filamentaire *froide* qui se développent dans l'environnement direct de la galaxie, sous forte influence du halo de matière noire.
- La galaxie $\mathcal{G}$: cette composante, même si elle pouvait être considérée comme essentielle, ne définit en réalité qu'une étape intermédiaire entre l'environnement constitué des réservoirs $\mathcal{H}_{hot}$ et $\mathcal{H}_{cold}$ et deux autres composantes plus fondamentales que sont :
  - Le disque $\mathcal{D}$: c'est la composante principale de la galaxie. Comme présenté précédemment, c'est par un disque de gaz que se forment, sous les hypothèses du modèle, toutes les galaxies. Tout processus d'accrétion issu de l'environnement extérieur ($\mathcal{H}_{hot}$ et/ou $\mathcal{H}_{cold}$) alimente la formation d'un tel disque, même à la suite d'un évènement de fusion dit majeur.
  - Le bulbe $\mathcal{B}$: cette structure est issue, dans le modèle présenté ici, de deux processus de formation et d'évolution distincts. Principalement, cette structure sphéroïdale, évoluant au centre des galaxies ou constituant la majeure partie des galaxies dites elliptiques, se forme à la suite d'une collision majeure entre deux galaxies. Le second mode de formation s'inscrit dans un rythme plus continu : la migration de grumeaux de gaz formés en raison des instabilités gravitationnelles du disque.

L'ensemble de ces composantes représente donc des objets distincts, évoluant à des niveaux de structuration différents. Tous ces objets interagissent entre eux, ils échangent essentiellement du gaz et des étoiles, aux rythmes explicités précédemment.

5.1.2 Une structure orientée objets

Des composantes aux objets, il n'y a qu'un pas

La structure algorithmique du modèle présentée ici s'inspire fortement de cette décomposition en composantes. Elle est orientée autour de plusieurs objets comme : le halo de matière noire $\mathcal{DM}$, les deux réservoirs tampons $\mathcal{H}_{hot}$ et $\mathcal{H}_{cold}$ ou encore la galaxie $\mathcal{G}$ qui s'articule elle-même autour de deux autres objets : le disque $\mathcal{D}$ et le bulbe $\mathcal{B}$. Les échanges entre ces deux dernières composantes, via les *clumps* s'appuient également sur la mise en place d'un objet $\mathcal{C}$, dédié à la modélisation de ces grumeaux de gaz.

L'environnement de la galaxie ne se constitue ici que de gaz chaud et/ou froid. La description de toute composante de type gaz, mais aussi les échanges qui peuvent se mettre en place entre deux de ces réservoirs, se basent également sur l'utilisation d'un objet gaz : g. Le disque et le bulbe contiennent bien entendu, en plus d'un réservoir de gaz, des populations stellaires. A l'instar du gaz, toute population stellaire ou tout transfert d'étoiles d'une composante à l'autre, seront décrits par l'intermédiaire d'un objet : $\mathcal{S}$.

Définition d'un objet

Le nouvel algorithme, baptisé *eGalICS*, se structure donc autour d'objets permettant, non seulement la description des différentes composantes, mais également des échanges possibles entres elles. Il est donc essentiel de décrire précisément ce que l'on qualifie d'objet.

Un objet regroupe en réalité deux éléments :

– Une structure de définition : celle-ci liste les grandeurs qui vont constituer l'objet. Il pourra s'agir, dans le cadre d'un objet élémentaire comme le gaz g, de sa masse et de sa métallicité. Pour un objet de type population stellaire $\mathcal{S}$, la structure de définition contiendra par exemple la masse totale des étoiles mais également l'âge moyen, la métallicité moyenne ou encore, sous forme de tables, l'histoire complète de formation stellaire.
  Les objets plus complexes, comme le disque $\mathcal{D}$ ou le bulbe $\mathcal{B}$, s'appuient directement sur ces objets élémentaires que sont le gaz et les étoiles. Leurs structures de définition font directement appel à ces objets. En plus de ces derniers, la définition d'un disque ou d'un bulbe regroupera des données comme la taille et la vitesse caractéristique, ou encore le temps écoulé depuis la

dernière fusion.

– Un ensemble de règles et de loi régissant l'objet. En effet, même si la structure de définition constitue la nature même de l'objet, ce dernier n'aurait aucune possibilité d'existence sans cet ensemble de règles qui fondent les principes d'évolution de l'objet. On entend par règles d'évolution la donnée de toute relation dictant par exemple les échanges réalisés par cet objet avec les autres. Les règles fixent également les conditions d'évolution des grandeurs caractéristiques telles les tailles ou les vitesses. Ces lois s'appuient alors généralement sur des fonctions, dépendantes des valeurs actuelles (et passées), d'un certain nombre de grandeurs. Le taux de vidange du réservoir froid (Eq. 4.7) et la modification de la taille du disque (Eq. 4.22) sont deux exemples simples de ces règles et/ou lois d'évolution régissant un objet.

5.1.3 La procédure élémentaire d'évolution

Principe

De manière plus générale, chaque objet décrivant une composante contient une procédure élémentaire d'évolution. Celle-ci permet de faire évoluer, entre deux instants t_i et t_f, séparés d'une durée δt, la composante décrite par l'objet.

Vers une organisation hiérarchique

Cette routine élémentaire d'évolution, attachée à un objet, contient les commandes d'appel des procédures d'évolution des objets de rang inférieur. Il se dessine alors une certaine hiérarchie entre les objets. En effet, les règles régissant chaque objet ne peuvent s'appliquer, par définition, qu'à son niveau de structuration. Les niveaux inférieurs, gaz et étoiles par exemple, sont mis à jour par des appels à leur propre routine d'évolution. Ainsi, par exemple, l'objet galaxie $\mathcal{G}$, possède une routine d'évolution élémentaire : `galaxy_evolve`, qui permet de faire évoluer ses propres caractéristiques globales mais également de prendre en compte les échanges possibles entre les deux composantes sous-jacentes qu'elle contient : le disque $\mathcal{D}$ et le bulbe $\mathcal{B}$. La routine `galaxy_evolve` fait alors appel, dans le cadre abordé par la suite, aux procédures d'évolution `disc_evolve` et `bulge_evolve` de ces deux objets.

5.1.4 Schémas d'évolution hiérarchique

Le schéma d'évolution séculaire

La figure 5.1 présente un schéma des différents niveaux de structuration, eux-mêmes calqués sur ceux des composantes.

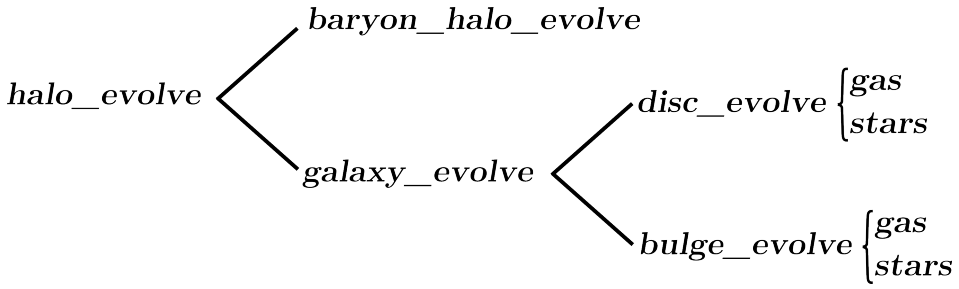


FIGURE 5.1 – Structuration hiérarchique des appels aux procédures élémentaires d'évolution. Chaque procédure s'applique au niveau de structuration caractéristique de la composante à laquelle elle est associée. Alors que les procédures **disc_evolve** et **bulge_evolve** permettent de faire progresser l'évolution des contenus, respectivement en gaz et en étoiles du disque et du bulbe, les échanges entre ces deux composantes sont traités par la procédure **halo_evolve**

La structure hiérarchique s'initie à l'échelle du halo $\mathcal{H}$. La routine `halo_evolve` prend en compte l'alimentation des deux réservoirs tampons $\mathcal{H}_{cold}$, $\mathcal{H}_{hot}$, l'accrétion de gaz (à partir de ces deux composantes) supportée par la galaxie $\mathcal{G}$, mais également le couplage, via les éjecta, de cette galaxie avec la phase chaude $\mathcal{H}_{hot}$. La procédure `halo_evolve` fait appel à des procédures de rangs inférieurs telles que :

- `baryon_halo_evolve`, responsable de l'évolution des réservoirs $\mathcal{H}_{cold}$, $\mathcal{H}_{hot}$
- `galaxie_evolve`, en charge de la progression de la galaxie

Pour la galaxie, des niveaux inférieurs sont encore possibles avec les évolutions des composantes disque, réalisées par la procédure : `disc_evolve` et le bulbe pris en charge par : `bulbe_evolve`. Au sein d'un ou entre deux niveaux de structuration, tous les échanges s'effectuent par la donnée de taux de transfert. Ces flux, entrant et/ou sortant, comme il sera décrit prochainement, sont alors considérés comme étant constants durant l'intervalle de temps δt où le processus d'évolution séculaire est appliqué.

La prise en compte des évènements de fusions

Les procédures élémentaires d'évolution ne s'appliquent que durant la période d'évolution dite séculaire d'une galaxie, évolution se déroulant par définition entre

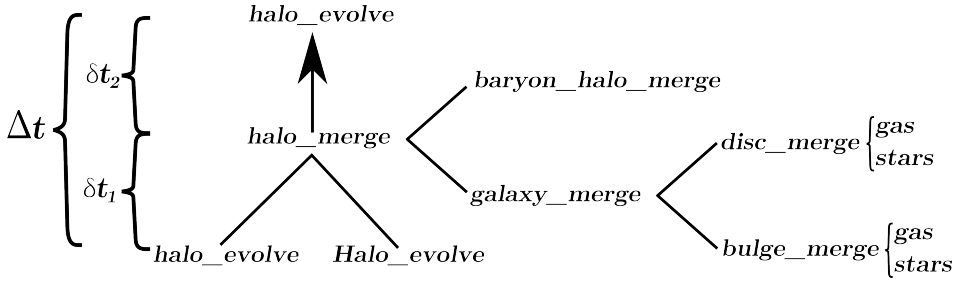


FIGURE 5.2 – Structuration hiérarchique des appels aux procédures traitant des fusions de halos. Lorsque deux halos fusionnent durant un pas de temps principal Δt, les modifications générées par le processus sont prises en compte au demi-pas de temps $\delta t_1 = \delta t_2 = \Delta t/2$. Alors que l'évolution des deux progéniteurs est effectuée via des appels à la procédure élémentaire d'évolution **halo_evolve**, les phénomènes engendrés par la coalescence sont traités de manière hiérarchique. Au même titre que pour l'évolution, des procédures, attachées aux composantes et donc aux différents niveaux de structuration, s'appliquent progressivement, donnant ainsi corps aux descendants des deux progéniteurs. Le halo résultant de la fusion et la galaxie qu'il contient doivent alors suivre leurs propres évolutions. Cette dernière est à nouveau gérée par la procédure **halo_evolve**.

deux évènements de fusion. Ces derniers, comme argumenté dans les chapitres précédents, influencent fortement les processus d'évolution, la structuration et les propriétés d'une galaxie. Les phases de fusions, considérées comme instantanées, sont régies par un certain nombre de règles qui s'appliquent, au même titre que l'évolution séculaire, au sein d'une procédure hiérarchique. La figure 5.2 schématise ce formalisme.

Un module pour chaque objet

Au sein du code *eGalICS*, chacun des objets composant une galaxie est implémenté dans un fichier séparé appelé module. La possibilité de changer rapidement une loi d'évolution, attachée à un objet et donc à une composante, fait du nouvel algorithme *eGalICS* un outil facilement adaptable et évolutif.

5.2 Un pas de temps adaptatif

5.2.1 A chacun son rythme

Des temps dynamiques différents ...

Comme il vient d'être décrit, le nouvel algorithme *eGalICS* s'attache à décrire la formation et l'évolution des différentes composantes d'une galaxie au travers

de différents objets qui interagissent. Aux différents niveaux de structuration sont attachés différents temps d'évolution caractéristiques (t_{dyn} Eq. 3.12, ou $t_{dyn,\mathcal{D}}$ Eq. 4.26).

Afin de suivre au mieux chacune des composantes formant une galaxie et son environnement, il est nécessaire, surtout dans les tous premiers instants d'évolution, d'ajuster la durée des pas de temps d'évolution à la dynamique propre de chacune des composantes. Le nouvel algorithme *eGalICS* s'appuie donc sur un pas de temps adaptatif.

Le principe est assez simple. Comme il est décrit précédemment, les différents taux de transfert entre composantes font intervenir, le plus souvent, des temps dynamiques ainsi que des masses de gaz et des composantes. On comprend alors que, si le pas de temps δt suivant lequel une composante est évoluée est trop grand, alors la masse qu'elle contient évoluera rapidement, modifiant alors fortement la valeur des taux de transfert à l'instant $t + \delta t$ suivant. Il peut alors se développer, d'un instant à l'autre, de fortes variations qui peuvent empêcher la convergence de la méthode de résolution et ainsi nuire à la stabilité de la solution évaluée.

... Conduisant à des pas de temps de durée différente

Afin de s'assurer de la convergence, et donc du bon suivi, dans une limite préétablie, des réservoirs et des propriétés de chaque composante, la durée maximale sur laquelle une composante peut évoluer sans ré-évaluation de ses propriétés est fixée. Ce pas de temps est relié aux taux d'entrée $\dot{F}_{in}$ et de sortie $\dot{F}_{out}$ de la composante, et à une variation maximale $|\Delta M| = p\%$ de sa masse où p est un paramètre fixé par l'utilisateur. On obtient ainsi :

$$\delta t^{MAX} = \frac{p\% \times M}{|\dot{F}_{in} - \dot{F}_{out}|} \tag{5.1}$$

Les modèles présentés ici ont tous utilisé $p = 10$. Pour le premier pas de temps d'une composante, celle-ci n'ayant alors aucune masse, la valeur de référence considérée pour M est alors donnée par :

$$M_{lim,bar} = p\% \times \langle f_b \rangle \, M_{lim,cdm}$$

avec $\langle f_b \rangle$ la fraction baryonique universelle et $M_{lim,cdm}$ la masse limite de résolution pour les halos de matière noire.

La prochaine section s'attache à décrire l'utilisation de ce critère pour la mise en place du schéma d'évolution temporelle permettant de construire l'accrétion en gaz de la galaxie.

5.2.2 Des réservoirs tampons à l'alimentation de la galaxie

Le cas du réservoir froid $\mathcal{H}_{cold}$

L'une des composantes les plus simples en terme d'évolution est celle dédiée à la structure filamentaire froide $\mathcal{H}_{cold}$. La masse de gaz qu'elle contient est régie (Eq. 4.8) par un taux d'entrée $\dot{\mathcal{H}}_{flt}$ (Eq. 4.5) et un taux de sortie $\dot{\mathcal{H}}_{ff}$ (Eq. 4.7). $\dot{\mathcal{H}}_{ff}$ ne dépend que de la masse de gaz M_{cold} et du temps dynamique de la structure de matière noire. Le temps d'évolution acceptable est donc donné par :

$$\delta t_{cold}^{MAX} = \frac{p\% \times M_{cold}}{|\dot{\mathcal{H}}_{flt} - \dot{\mathcal{H}}_{ff}|} \tag{5.2}$$

Le cas du réservoir chaud $\mathcal{H}_{hot}$

Le cas de la phase chaude $\mathcal{H}_{hot}$ est un peu plus compliqué. En effet, la phase chaude est soumise à :

- Un processus d'alimentation en provenance du milieu intergalactique, $\dot{\mathcal{H}}_{sh}$ (Eq. 4.6)
- Un mécanisme de condensation avec un taux de sortie $\dot{\mathcal{H}}_{cool}$ (Eq. 4.17)
- Un flux de gaz chaud issu de la galaxie, $\dot{\mathcal{G}}_{wind}$.

Ce flux de gaz chaud $\dot{\mathcal{G}}_{wind}$, est donné sous la forme d'un taux de transfert moyen, calculé sur la totalité du pas de temps suivant lequel la galaxie est évoluée. Ce pas de temps est égalé, pour des raisons de simplification, à celui sur lequel la phase chaude est évoluée. Malgré cela, d'un pas de temps à un autre, ce flux de gaz peut varier en intensité, s'accroître ou se réduire. Ainsi, la prise en compte de cette possible variation est obligatoire dans le protocole d'estimation du temps d'évolution maximum autorisé pour la phase chaude : δt_{hot}^{MAX}.

Les deux autres taux de transfert, $\dot{\mathcal{H}}_{sh}$ et $\dot{\mathcal{H}}_{cool}$, ne dépendent que de l'état actuel de la phase chaude (condensation) ou des propriétés du halo de matière noire évoluant elles sur des temps plus longs ; leurs estimations sont donc immédiates [1].

1. On parle d'estimations immédiates, dans le sens ou celles-ci ne dépendent pas du taux d'éjection futur issu de la galaxie. Les flux $\dot{\mathcal{H}}_{sh}$ et $\dot{\mathcal{H}}_{cool}$ sont intégralement fixés par la donnée, à l'instant donné, des différents paramètres dont elles dépendent.

La seule variable du problème ne concerne donc que la progression du flux de gaz chaud $\dot{\mathcal{G}}_{wind}$ produit par la galaxie.

L'évaluation du pas de temps δt_{hot}^{MAX} est donc accompagnée de deux bornes $\dot{\mathcal{G}}_{wind}^{MIN}$ et $\dot{\mathcal{G}}_{wind}^{MAX}$ indiquant les taux d'éjection inférieur et supérieur en dessous et au dessus desquels le critère de variation $p\%$ n'est plus assuré.

Afin de cibler le cas le plus critique, il est judicieux de vérifier si l'évolution de la phase chaude est dominée par les flux entrants ($\dot{\mathcal{H}}_{sh}$ et $\dot{\mathcal{G}}_{wind}$) ou par le processus de condensation ($\dot{\mathcal{H}}_{cool}$).

Dans le premier cas ($\dot{\mathcal{H}}_{sh} + \dot{\mathcal{G}}_{wind} > \dot{\mathcal{H}}_{cool}$, Fig. 5.3), une augmentation dans le futur pas de temps du taux d'éjection $\dot{\mathcal{G}}_{wind}$ conduirait à une violation, par l'excès, du critère de stabilité $\Delta M = p\%$. A contrario, si la phase chaude, est dominée par le processus de condensation ($\dot{\mathcal{H}}_{sh} + \dot{\mathcal{G}}_{wind} < \dot{\mathcal{H}}_{cool}$), une réduction du taux d'éjection conduirait alors à une décroissance trop importante de la masse.

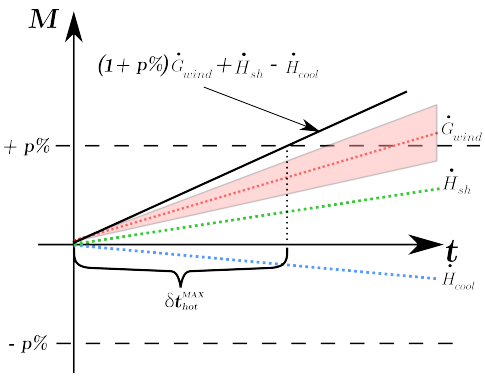


FIGURE 5.3 – Schéma de principe du calcul de δt_{hot}^{MAX}. Les deux références horizontales marquent les limites de variation à $p\%$ de la masse. Ici, le flux entrant dans la phase chaude ($\dot{\mathcal{H}}_{sh} + \dot{\mathcal{G}}_{wind}$) domine sur le taux de condensation $\dot{\mathcal{H}}_{cool}$. Les contraintes de variations en masse de la phase chaude sont donc plus fortes si le flux moyen $\dot{\mathcal{G}}_{wind}$ issu de la galaxie augmente au cours du prochain pas de temps. δt_{hot}^{MAX} est donc estimé en supposant une augmentation de $p\%$.

Le test de comportement est donc effectué, il conduit aux deux situations suivantes :

$$\delta t_{hot}^{MAX} = \begin{cases} \dfrac{p\% \times M_{hot}}{|\dot{\mathcal{H}}_{sh} + (1+p\%)\dot{\mathcal{G}}_{wind} - \dot{\mathcal{H}}_{cool}|} & \text{si } \dot{\mathcal{H}}_{sh} + \dot{\mathcal{G}}_{wind} > \dot{\mathcal{H}}_{cool} \\ \dfrac{p\% \times M_{hot}}{|\dot{\mathcal{H}}_{sh} + (1-p\%)\dot{\mathcal{G}}_{wind} - \dot{\mathcal{H}}_{cool}|} & \text{sinon} \end{cases} \tag{5.3}$$

dans lesquelles on autorise, suivant la situation, une croissance ou une réduction de $p\%$ du taux d'éjection $\dot{\mathcal{G}}_{wind}$ donné précédemment. A partir de ce pas de temps

maximal autorisé, on déduit la borne inférieure :

$$\dot{\mathcal{G}}_{wind}^{MIN} = \begin{cases} \dfrac{p\% \times M_{hot}}{\delta t_{hot}^{MAX}} - \dot{\mathcal{H}}_{sh} + \dot{\mathcal{H}}_{cool} & \text{si } \dot{\mathcal{H}}_{sh} + \dot{\mathcal{G}}_{wind} > \dot{\mathcal{H}}_{cool} \\ \\ (1-p\%)\dot{\mathcal{G}}_{wind} & \text{sinon} \end{cases} \tag{5.4}$$

et la borne supérieure :

$$\dot{\mathcal{G}}_{wind}^{MAX} = \begin{cases} (1+p\%)\dot{\mathcal{G}}_{wind} & \text{si } \dot{\mathcal{H}}_{sh} + \dot{\mathcal{G}}_{wind} > \dot{\mathcal{H}}_{cool} \\ \\ \dfrac{p\% \times M_{hot}}{\delta t_{hot}^{MAX}} - \dot{\mathcal{H}}_{sh} + \dot{\mathcal{H}}_{cool} & \text{sinon} \end{cases} \tag{5.5}$$

entre lesquelles le critère de variation est vérifié.

Le mécanisme *stop and re-start*

Le calcul du pas de temps δt_{hot}^{MAX} prend donc en compte, dans la mesure du possible, les futures variations du taux d'éjection en provenance de la galaxie. Les deux bornes $\dot{\mathcal{G}}_{wind}^{MIN}$ et $\dot{\mathcal{G}}_{wind}^{MAX}$ indiquent les valeurs limites en dessous et au dessus desquelles le critère de variation n'est plus vérifié.

Ces deux bornes sont communiquées à la routine d'évolution dédiée à la galaxie. Cette procédure permet de faire progresser la galaxie en s'appuyant sur les évolutions séparées mais inter-connectées (voir Sect.5.2.3) du disque et du bulbe. Tout au long de la progression, au fil des sous-pas de temps associés au disque et au bulbe, le protocole d'évolution de la galaxie estime le taux d'éjection moyen, sur le temps d'évolution déjà écoulé. Ce taux moyen est alors comparé aux deux limites pré-établies. S'il s'avère que la poursuite de l'évolution de la composante de la galaxie conduit à une violation de l'une ou l'autre de ces limites, la procédure d'évolution est stoppée. Les propriétés de la galaxie et de la phase chaude sont mises à jour à cet instant et un nouveau pas de temps est initié. C'est le principe du mécanisme *stop and re-start*[2].

2. Terminologie issue de l'anglais et pouvant être traduit dans ce cas par *stop* et *nouveau départ*.

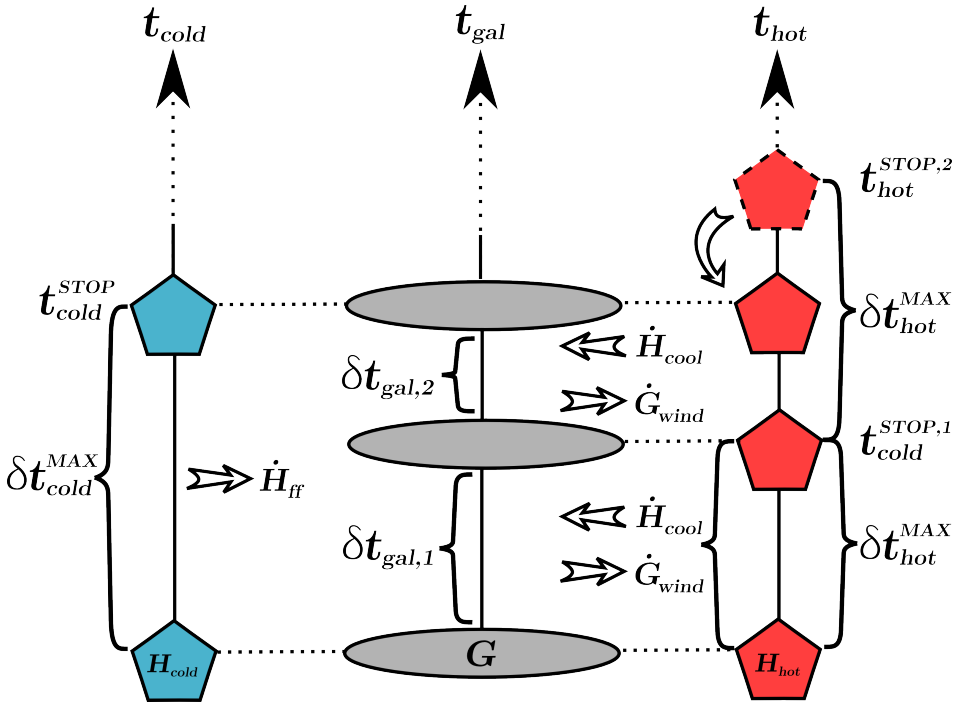


FIGURE 5.4 – Schéma de principe du couplage des évolutions des phases chaude, froide et de la galaxie. La mise en place d'un pas de temps adaptatif permet, dans la mesure du possible, de faire progresser chacune des composantes suivant des temps compatibles avec leurs temps dynamiques propres. Ainsi, comme il est représenté ici, la phase froide ne sera évoluée que sur un seul pas de temps δt_{cold}^{MAX} alors que la phase chaude, en raison de son couplage avec la galaxie, devra être suivie, sur la même période, sur deux pas de temps. Dans certains cas, le temps d'évolution d'une des composantes se voit réduit afin de respecter les plages de temps durant lesquelles les taux de transfert, issus de l'ensemble des composantes qui interviennent, sont considérés comme constants. Ainsi, alors que suite à la première phase d'évolution de la phase chaude ($t_{hot}^{STOP,1}$), cette dernière aurait du progresser jusqu'à $t_{hot}^{STOP,2}$, le fait que le flux de gaz sortant de la phase froide doive être ré-évalué pour $t_{cold}^{STOP} < t_{hot}^{STOP,2}$ entraîne une limitation dans la progression de la phase chaude.

Couplage des deux évolutions

Il est donc possible d'estimer les pas de temps δt_{cold}^{MAX} et δt_{hot}^{MAX} suivant lesquels les phases froide et chaude évoluent dans les limites pré-établies. Ces pas de temps étant fixés, on considère que les taux $\dot{\mathcal{H}}_{ff}$ et $\dot{\mathcal{H}}_{cool}$ qui alimentent la galaxie à partir de ces deux réservoirs sont constants durant au maximum δt_{cold}^{MAX} et δt_{hot}^{MAX}, respectivement.

Comme le montre la figure 5.4, la donnée de ces deux temps d'évolution permet de poser des *stops* : t_{cold}^{STOP} et t_{hot}^{STOP} tout au long des lignes de temps dédiées

respectivement aux composantes $\mathcal{H}_{cold}$ et $\mathcal{H}_{hot}$. Dans ces conditions, si la galaxie est évoluée jusqu'à l'instant $t_{gal} = t_{cold} = t_{hot}$, le prochain pas de temps durant lequel elle sera évoluée aura une durée :

$$\delta t_{gal} = MIN(t_{cold}^{STOP},\ t_{hot}^{STOP}) - t_{gal} \tag{5.6}$$

Dans la première partie du schéma d'évolution présenté en figure 5.4, le premier pas de temps d'évolution de la galaxie $\delta t_{gal,1}$ est contraint par le couplage avec la phase chaude, le pas de temps permis pour la phase froide étant, lui, plus grand. La galaxie et la phase chaude sont alors évoluées, seules. En revanche, dans la seconde partie du schéma, le pas de temps $\delta t_{gal,2}$ est limité par l'évolution de la phase froide. En effet, le taux d'alimentation $\dot{\mathcal{H}}_{ff}$ devant être ré-évalué après $t_{cold}^{STOP} < t_{hot}^{STOP,2}$, l'évolution de la galaxie doit être stoppée à cet instant. Comme indiqué précédemment, en raison du fort couplage entre la galaxie et la phase chaude, il est convenu que le statut d'évolution de ces deux objets doit être établi aux mêmes instants. Ainsi, même si les propriétés de la phase chaude permettent une évolution sur un pas de temps plus long (jusqu'à $t_{hot}^{STOP,2}$), celle-ci est stoppée à l'instant t_{cold}^{STOP}. Les trois composantes, $\mathcal{G}$, $\mathcal{H}_{cold}$ et $\mathcal{H}_{hot}$ présentent alors des temps d'évolution t_{gal}, t_{cold}, et t_{hot} identiques. Le processus d'évolution peut alors être reconduit.

5.2.3 L'évolution conjointe du disque $\mathcal{D}$ et du bulbe $\mathcal{B}$

Des contraintes d'évolution différentes

Dans le modèle présenté ici, une galaxie peut se structurer autour de deux composantes distinctes : un disque $\mathcal{D}$ et un bulbe $\mathcal{B}$ qui peuvent néanmoins interagir (migration des *clumps*). Comme pour les objets $\mathcal{H}_{cold}$ et $\mathcal{H}_{hot}$, le disque et le bulbe d'une même galaxie peuvent évoluer sur des temps dynamiques différents. Le disque étant la seule de ces deux composantes à supporter l'accrétion extérieure argumente ce fait.

Ainsi, comme précédemment, on établit des durées d'évolution maximales pour les pas de temps liés au disque δt_{disc}^{MAX} et au bulbe δt_{bulge}^{MAX}. Chacune de ces durées d'évolution est elle-même issue d'une évaluation des variations en masse des réservoirs de gaz et des populations stellaires contenues dans le disque et le bulbe. A l'instar des études faites sur les composantes froide et chaude du halo, le pas de temps maximal autorisé correspond à la durée minimale d'évolution, pour le gaz ou les

étoiles, conduisant, de part les taux de transfert qui leurs sont attribués (Eq. 4.50 et 4.51), à une variation de leurs masses de $p\%$. De part ce critère de minima, ni la composante de gaz ni la composante stellaire d'un bulbe ou d'un disque ne peut varier de plus de $p\%$ durant un pas de temps. De part la méthode utilisée pour suivre l'évolution stellaire (Sect. 5.2.5), les populations d'étoiles ne peuvent être évoluées sur des pas de temps plus longs que $\delta t_{stars} = 10^6\ ans$. Ainsi, cette durée minimale est appliquée comme contrainte supplémentaire pour l'estimation des pas de temps liés aux composantes de disque et de bulbe abritant des étoiles.

A l'origine d'un nouveau pas de temps pour la galaxie, les deux composantes $\mathcal{D}$ et $\mathcal{B}$ présentent les mêmes temps d'évolution. La procédure consiste alors à estimer les temps d'évolution associés à chacune des deux composantes et de les faire progresser sur des temps équivalents. La figure 5.5 présente schématiquement l'évolution croisée de ces deux objets.

Dans la première partie de l'évolution, en raison principalement des processus d'accrétion qu'il supporte, le disque présente une évolution plus rapide que celle du bulbe. Le disque est donc évolué, seul, durant deux pas de temps. Durant ce temps, la dynamique plus lente du bulbe ne nécessite qu'une seule étape d'évolution.

Des synchronisations obligatoires

A la suite de cette première étape d'évolution individuelle pour le disque (jusqu'à $t_{disc}^{STOP,2}$), un troisième pas de temps est estimé. Ce dernier conduirait le disque à évoluer jusqu'à $t_{disc} = t_{disc}^{STOP,3'}$. Mais, de son côté, l'évolution du bulbe n'est possible, dans les limites autorisées, que jusqu'à $t_{bulge}^{STOP,1} < t_{disc}^{STOP,3'}$. Les valeurs des taux d'éjections, $\dot{\mathcal{G}}_{wind,sn,\mathcal{B}}$ et $\dot{\mathcal{G}}_{wind,\mathcal{AGN}}$ étant modifiées au delà de $t_{bulge}^{STOP,1}$ le régime d'éjection de la galaxie et donc son couplage avec la phase chaude varient également. Afin de construire le taux d'éjection moyen issu de la galaxie et vérifier les contraintes imposées, il est nécessaire d'établir un point d'évolution commun entre le disque et le bulbe : $t_{gal} = t_{disc}^{STOP,3} = t_{bulge}^{STOP,1}$. Le temps d'évolution du disque est donc stoppé au même instant que celui du bulbe. La progression des deux structures est synchronisée.

Une seconde contrainte peut entraîner la nécessité d'un point d'évolution commun au disque et au bulbe. Il s'agit du processus de transfert des *clumps*. Ce mécanisme d'alimentation du bulbe par des grumeaux de gaz et d'étoiles issus du disque doit être réalisé de façon synchrone entre les deux composantes. C'est pourquoi, dans la seconde partie de l'évolution présentée en figure 5.5, même si le pas de temps associé au bulbe permettait de poursuivre plus loin son évolution (jusqu'a

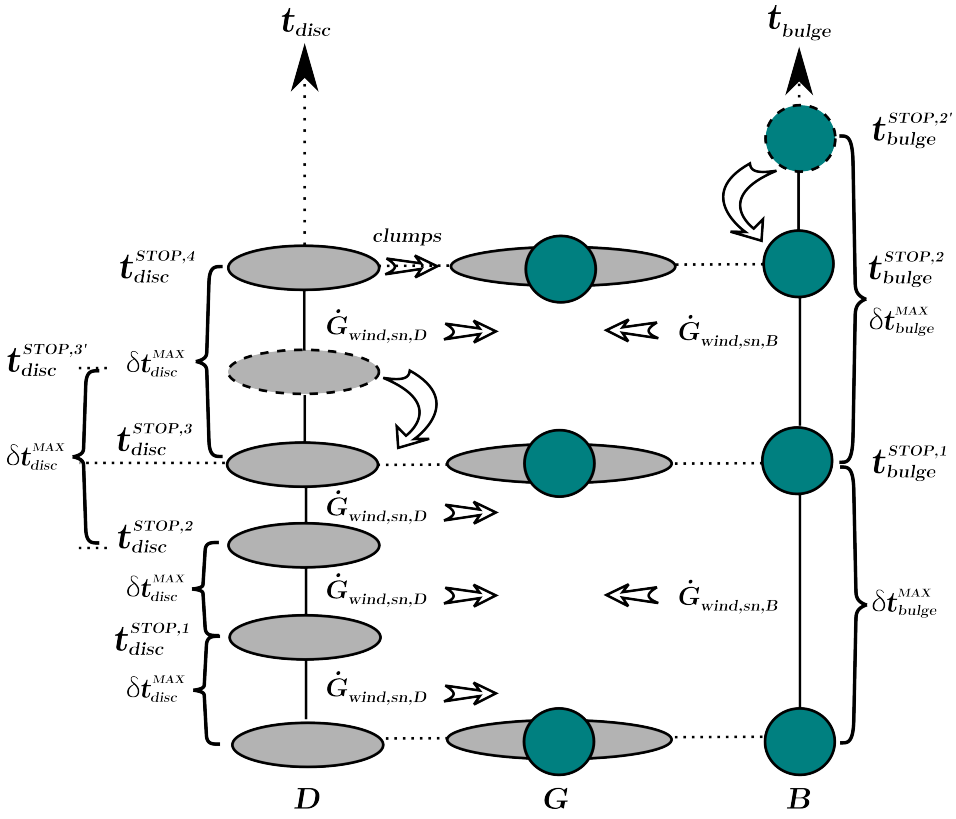


FIGURE 5.5 – Schéma de principe du couplage des évolutions des composantes disque et bulbe constituant une galaxie.

$t_{bulge}^{STOP,2'}$), le fait que le disque doive transmettre une partie de sa masse impose la limite d'évolution du bulbe. Les deux structures se retrouvent alors avec des temps d'évolution identiques : $t_{gal} = t_{disc}^{STOP,4} = t_{bulge}^{STOP,2}$. Le processus d'évolution peut alors être reconduit.

5.2.4 Pas de temps effectifs pour les différentes composantes

La figure 5.6 reporte les distributions des durées des pas de temps effectifs appliqués aux différents niveau de structuration d'un halo et de sa galaxie.

Les valeurs de durée de ces différents pas de temps sont extraites de l'analyse de l'évolution, entre $z = 11$ et $z = 0$, d'un halo de matière noire et de sa galaxie. Le niveau de structuration inférieur, celui des réservoirs tampons, se voit appliquer des pas de temps distribués entre les intervalles de temps utilisés pour l'évolution du

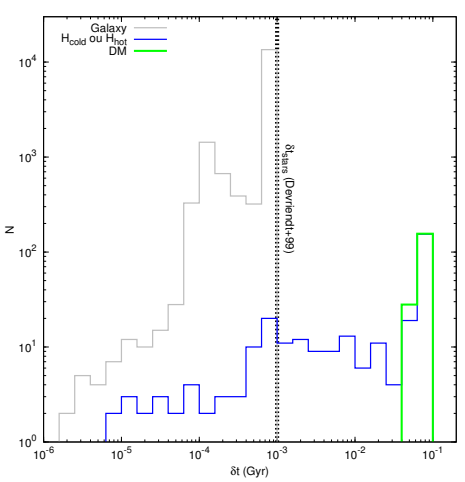


FIGURE 5.6 – Distributions des durées des pas de temps effectifs pour trois niveaux différents de structuration extraits de l'évolution, entre $z = 11$ et $z = 0$, d'un halo et de sa galaxie. Les histogrammes vert, bleu et gris sont dédiés respectivement au niveau de structuration des composantes du halo de matière noire, des réservoirs tampons $\mathcal{H}_{cold}$ ou $\mathcal{H}_{hot}$ et enfin de la galaxie. Les durées de pas de temps, appliquées à la structure de matière noire, correspondent aux demi-pas de temps principaux séparant deux évaluations successives de la simulation N-corps. Les durées des pas de temps sont progressivement réduites, au fur et à mesure que le niveau de structuration augmente (halo → galaxie). On remarque que la durée maximale du pas de temps applicable pour une galaxie n'excède jamais la limite δt_{stars} imposé par la méthode d'évolution des populations stellaires.

halo de matière noire, correspondant aux demi-pas de temps principaux séparant deux évaluations successives de la simulation N-corps. Au niveau de structuration supérieur, celui des réservoirs tampons $\mathcal{H}_{cold}$ ou $\mathcal{H}_{hot}$, les durées de pas de temps sont distribuées principalement entre un et un centième de celle dédiée au halo de matière noire. La distribution, présentant un pic proche de l'unité, indique que les temps caractéristiques d'évolution de ces deux réservoirs tampons sont en majorité proches de celui du halo de matière noire hôte. Les plus petites durées ($\delta t < 5\times10^{-4}\ Gyr$) sont produites par des pas de temps d'ajustement des progressions, en vue d'une synchronisation des deux composantes froide et chaude. La distribution affiliée à la galaxie présente un pic très marqué pour $\delta t = \delta t_{stars} = 10^{-3}\ Gyr$ en lien direct avec la contrainte d'évolution des populations stellaires. Le second pic $\delta t \simeq 10^{-4}\ Gyr$ correspond aux pas de temps appliqués durant les phases de flambées de formation stellaire. Comme il a été décrit dans le cas des réservoirs tampons, les pas de temps de durées inférieures à ($\delta t < 5 \times 10^{-4}\ Gyr$) sont appliqués lors des ajustements de progression, en vue d'une synchronisation de l'évolution du bulbe et du disque de la galaxie.

5.2.5 L'évolution stellaire

L'évolution des populations stellaires est un point fondamental dans le suivi des galaxies. Elle se base, comme mentionné précédemment, sur deux modélisations, celle de la nucléosynthèse (production de métaux : *yield*) et celle du taux de réinjection de gaz dans le milieu interstellaire (Devriendt et al., 1999). Les taux de

production de métaux (yield) ainsi que ceux de re-injection, sont tabulés dans le cadre d'une population stellaire normalisée en masse, pour des métallicités différentes ($Z = 0.001$, 0.004, 0.008, 0.02 et enfin 0.04) et des âges différents. Les âges sont espacés de 10^6 ans durant les dix premiers millions d'années, puis de 10^7 ans jusqu'à cent millions d'années, et enfin de 10^8 ans jusqu'à vingt milliards d'années.

Le processus d'évolution stellaire est entièrement construit sur l'exploitation de ces données tabulées. Il s'articule autour d'une table à deux dimensions -âge(τ) et métallicité(Z)- dont le nombre de cellules peut atteindre au maximum celui des tables issues des modèles de population stellaire (Devriendt et al., 1999).

Lors d'un évènement de formation stellaire, la masse d'étoiles formées est allouée dans les cellules d'âge 0 et distribuée aux différentes métallicités afin de retrouver, via une moyenne pondérée en masse, la métallicité du milieu interstellaire à cette époque. A chaque pas de temps d'évolution, la masse d'étoiles contenue dans une cellule d'âge τ et de métalicité Z est mise à jour en prenant en compte la masse perdue par ré-injection dans le milieu interstellaire. La masse restante au sein d'une cellule est alors en partie (au prorata du pas de temps d'évolution sur l'intervalle d'âge que représente la cellule), transférée vers la cellule d'âge supérieur. Afin de limiter la diffusion de la masse au travers de cette table dont les intervalles en âge ne sont pas égaux, il est adjoint à chaque cellule une horloge qui comptabilise la durée durant laquelle de la masse est effectivement présente dans la cellule. La masse ne peut alors être transférée à la cellule suivante que si l'horloge indique un temps de stockage supérieur à l'âge de la prochaine cellule. Le temps d'horloge est bien entendu ré-initialisé dès lors qu'une cellule ne contient plus de masse[3]. A partir des différentes cellules d'âges moyens différents, il est possible de calculer l'âge (pondéré par la masse) de la population stellaire d'une composante. En prenant en compte non plus les âges moyens de chaque cellule mais les intervalles d'âge qu'elles représentent, on peut également estimer l'erreur associée.

Grâce à ce modèle d'évolution tabulé, il est possible de suivre à tout instant le taux de ré-injection de gaz issu des vents ou de l'explosion des étoiles massives vers le milieu interstellaire de la composante étudiée. Cette donnée de couplage entre la population stellaire et le gaz du milieu interstellaire est cruciale dans l'estimation des variations en masse de chacune des composantes, variations qui doivent être quantifiées pour assurer le calcul du pas de temps adaptatif.

3. En réalité, le seuil minimal en masse pour une cellule est établi à 0.1 $M_\odot$. Toute cellule présentant une masse stockée inférieure à cette limite est ré-initialisée. Le peu de masse qu'elle contient est alors affecté aux processus de ré-injection.

5.3 Des résultats structurés et facilement exploitables

Les différentes propriétés, liées aux composantes structurant une galaxie et son environnement, qui sont accessibles au modèle présenté ici, sont nombreuses (90 actuellement). Elles regroupent les données de masse, de taille, de vitesse, d'âge ou encore de temps dynamique pour le halo de matière noire, la phase chaude, la phase froide, le disque, le bulbe ou encore les *clumps*. L'enregistrement de l'ensemble des propriétés pour tous les pas de temps d'évolution est tout simplement impossible.

Les enregistrements de sortie sont donc limités. Ils sont effectués pour un nombre restreint et pré-établi de pas de temps, issus préférentiellement de la liste de ceux auxquels la simulation de matière noire a été sauvegardée et/ou les propriétés de la matière noire sont quantifiées. Le nombre de pas de temps sauvegardés étant alors limité, il est possible en contre-partie de garder trace d'un grand nombre de quantités.

5.3.1 Les tables

Les résultats sont sauvegardés sous forme de tables au format binaire regroupées au sein d'un fichier *FITS*. Ce fichier s'articule autour de plusieurs extensions, chacune d'elle correspondant à un pas de temps différent de sauvegarde. Le choix du format *FITS* a été retenu pour des raisons de portabilité. Les informations concernant chaque grandeur enregistrée peuvent être adjointes dans l'en-tête du fichier.

De plus, l'exploitation de ce type de fichier est relativement simple via le programme *TOPCAT* (http ://www.star.bris.ac.uk/ mbt/topcat/). Ce dernier permet, en plus de la visualisation des données, la construction de statistiques globales ou de grandeurs supplémentaires, fonctions de celles plus élémentaires, stockées dans la table.

5.3.2 Les lignes principales de temps

En complément de cette table de résultats, sauvegardant l'ensemble des propriétés des galaxies identifiées aux pas de temps sélectionnés, le programme *eGalICS* permet l'enregistrement de ligne de temps. Il s'agit en réalité de la sauvegarde, au cours du temps, de l'évolution de l'ensemble des propriétés affectées aux composantes d'une galaxie donnée. La dite galaxie est suivie le long de la branche

principale d'un arbre de fusion, branche la plus à gauche dans l'ensemble des arbres de fusion présentés dans ce manuscrit.

Pour cet enregistrement, le format de fichier *FITS* a également été retenu. Ces fichiers de lignes de temps s'articulent autour de plusieurs extensions dédiées dans ce cas aux différents niveaux de structuration :

- Le halo de matière noire : cette extension regroupe par exemple l'évolution de sa masse, sa taille, ses taux d'accrétion etc.
- Le halo baryonique : il regroupe les données attachées aux deux réservoirs tampons $\mathcal{H}cold$ et $\mathcal{H}_{hot}$. Pour ces composantes, on sauvegarde aussi, par exemple, l'ensemble des propriétés liées aux masses, aux tailles, aux températures et aux taux de transferts.
- La galaxie : cette extension sauvegarde les données relatives aux composantes du disque, du bulbe mais également des *clumps* et du trou-noir central s'il existe. Ces objets sont décrits au travers des masses de leurs composantes de gaz et d'étoiles, des tailles caractéristiques mais également des temps dynamiques et des taux d'éjection.

Au sein de ces différentes extensions, une donnée est commune : le temps d'évolution de la galaxie. En revanche, ce temps de vie n'est pas échelonné de façon identique entre les composantes. En effet, les données sont enregistrées au rythme propre des niveaux de structuration : les données relatives à la matière noire sont ainsi enregistrées pour l'ensemble des demi-pas de temps principaux ; les composantes du halo baryonique $\mathcal{H}cold$ et $\mathcal{H}_{hot}$ sont sauvegardées uniquement lorsque les deux évolutions sont synchronisées (voir Sect. 5.2.2 et Fig. 5.4) ; de même pour les composantes disque et bulbe, l'enregistrement n'est effectué qu'aux instants de synchronisation des deux objets (voir Sect. 5.2.3 et Fig. 5.5).

Plusieurs lignes de temps sont présentées dans ce manuscrit, on peut citer les exemples des figures : 4.19, 4.26 ou encore 4.27.

5.3.3 Les arbres de fusions

Le suivi complet de l'histoire d'une galaxie

Enfin, les résultats du programme *eGalICS* peuvent être formatés sous la forme d'arbres de fusion. Ces arbres portent l'évolution complète de la branche principale et de l'ensemble des autres branches, qui ont conduits à la formation de la galaxie sélectionnée. Généralement, l'arbre de fusion est enregistré en parallèle de la ligne de temps principale de la galaxie. Anisi, il est possible de suivre avec

précision l'évolution des propriétés de la branche principale, et de lui associer les évènements de fusion portés par l'arbre. Les fichiers de sauvegarde pour ces arbres sont également au format *FITS*. Ils contiennent, par leur procédure d'enregistrement récursive, la structuration complète de l'arbre. Cette structuration est alors interprétée par les outils d'exploitation mis en place pour leurs analyses. Pour chaque halo membre d'une branche d'un arbre de fusion, un très grand nombre de propriétés sont accessibles : les masses, les tailles, les temps dynamiques, les taux d'accrétion et de formation stellaire etc.

Des outils d'exploitation

Le fichier *FITS* issu du programme *eGalICS* ne permet pas l'interprétation directe de la structure d'arbres de fusion. J'ai donc mis en place un certain nombre d'outils permettant, à partir du fichier source, de construire et d'animer l'évolution de la galaxie portée par l'arbre de fusion. Un certain nombre d'arbres de fusion ainsi reconstruits sont présentés dans le chapitre 3 de ce manuscrit. Plusieurs options sont disponibles pour le tracé des arbres :

- L'identification des structures principales et des sous-structures
- La sélection d'un nombre fini de branches, les cinquante premières par exemple
- La sélection des N branches les plus massives. Cette option permet de visualiser les évènements de fusion majeure qui ont eu lieu tout au long de l'évolution de la structure. C'est cette option qui a été utilisée pour la représentation des arbres de fusion présentés dans le chapitre 3.
- La construction d'un code couleur appliqué à la représentation des halos et indiquant l'évolution de l'une des nombreuses propriétés accessibles (voir par exemple la Fig. 3.7).

Chapitre 6

Réguler la formation stellaire, un problème récurrent !

Le succès c'est d'aller d'échec en échec sans perdre son enthousiasme.

- Winston Churchill (1874-1965)

Résumé

Ce sixième et dernier chapitre présente les résultats principaux des modèles construits durant cette thèse. Après avoir illustré, au travers de lignes de temps, les effets de certains mécanismes, l'analyse approfondie qui est réalisée ici s'appuie sur l'étude des propriétés statistiques globales des populations de galaxies. Ainsi, la première section (Sect. 6.1) revient sur les définitions des fonctions de masse et de distribution du taux de formation stellaire, les deux outils principalement utilisés. Puis, dans la seconde partie (Sect. 6.2) les prédictions du modèle standard et de deux de ces variations seront scrutées. La section 6.3 décrit une autre variation du modèle standard, établie dans le but de comparer notre modèle avec l'un de ceux pré-existant. Cette comparaison a pour vocation d'analyser des processus de rétro-action d'intensités différentes. La quatrième section (Sect. 6.4) tire les conclusions des analyses et des comparaisons précédentes. L'argumentation s'oriente alors sur l'incapacité constatée des modèles existants à reproduire, pour l'ensemble des époques, la croissance et le contenu stellaire des structures les plus petites ($M_h < 10^{10.5}\ M_\odot$). Les galaxies hébergeant des populations stellaires de faible masse sont en effet dans les modèles beaucoup trop nombreuses. A ce premier échec, il faut ajouter les difficultés des modèles à reproduite les galaxies très massives ($M_\star > 10^{11.5}$) observées à $z \in (3-4)$. La dernière section (Sect. 6.5) traite la mise en œuvre de recettes ad-hoc de régulation de la formation stellaire. L'un des modèles s'appuie sur la mise en place d'une composante de gaz, impropre à la formation stellaire, qui permet la mise en place d'un délai entre les processus d'accrétion et de formation stellaire. Les bons résultats de ce modèle laissent alors entrevoir l'existence de tels mécanismes de régulation, donc la nature est encore mal comprise ou inconnue.

Sommaire

6.1 Retour sur les outils statistiques d'analyse 259
6.1.1 Fonctions de masse stellaire et de distribution des taux de formation stellaire 259
6.1.2 Construction des estimateurs de ces distributions 260
6.1.3 Autres outils 263
6.2 Résultat du modèle standard et de ses variations . . 264
6.2.1 Le modèle m_1 et ses deux variations m_0 et m_2 264
6.2.2 Principaux résultats de ces modèles : fonctions de masse 265
6.2.3 ... Relation entre masse stellaire et masse du halo 268
6.2.4 ... Distributions des taux de formation stellaire 270
6.2.5 ... Et, histoire de la formation stellaire. 274
6.3 Comparaison au modèle de Somerville et al. (2008) : le modèle m_3 276
6.4 Un constat d'échec 283
6.4.1 L'inefficacité des mécanismes de régulation de formation stellaire conduisant à la sur-production de galaxies peu massives 283
6.4.2 Quid de la densité de structures peu massives ? 285
6.5 Des principes forts de régulations aux faibles masses 286
6.5.1 Deux voies distinctes de régulation 286
6.5.2 Le modèle de Bouché et al. (2010) 288
6.5.3 Recettes *ad-hoc* de régulation de la formation stellaire . 293
6.5.4 Un gaz impropre à la formation stellaire, une nouvelle composante 294
6.5.5 Résultats et interprétations 297

6.1 Retour sur les outils statistiques d'analyse

6.1.1 Fonctions de masse stellaire et de distribution des taux de formation stellaire

Le chapitre 4 décrit l'ensemble des mécanismes pris en compte dans le modèle standard que j'ai développé, durant ces trois années de thèse. Tout au long de la description et de la présentation des processus physiques mis en jeu, un certain nombre de résultats ont été présentés ; il s'agissait, dans la majeure partie des cas, du suivi, au cours du temps, d'une ou plusieurs grandeurs caractéristiques associées à une composante d'une galaxie particulière.

Dans ce sixième et dernier chapitre, les résultats et les prédictions du modèle standard et de quelques unes de ces variations sont abordés dans un cadre plus général, statistique.

Nous avons abordé, au chapitre 1, un certain nombre d'outils statistiques dédiés à l'étude de la croissance en masse des galaxies. Les deux principaux outils, utilisés majoritairement par la suite sont :

- La fonction de masse stellaire, évaluée à plusieurs époques. Cette dernière indique le nombre d'objets, identifiés à une époque donnée, dont la masse stellaire est comprise entre m et $m + dm$. Généralement, les intervalles de masse sont logarithmiques. L'évolution de la fonction de masse permet de suivre l'émergence progressive des galaxies hôtes de populations stellaires massives. Elles sont aussi au centre de l'un des problèmes majeurs des modèles de formation et d'évolution des galaxies : l'excès de galaxies à faible masse stellaire.
- Le second outil utilisé par la suite se focalise, non pas comme son homologue sur la masse d'étoiles déjà formées, mais sur l'activité instantanée de formation stellaire. Même si, généralement, la production stellaire est suivie au travers des fonctions de luminosités, les analyses suivantes s'appuieront directement sur les fonctions de distribution du taux de formation stellaire. Les relations étroites entre ces derniers et les luminosités UV ou infrarouges, décrites dans le chapitre 1, permettent alors les conversions. Cette seconde distribution donne donc le nombre d'objets, identifiés à un redshift donné, présentant un taux de formation stellaire dans un intervalle, généralement logarithmique, fixé.

En effet, même si l'histoire des galaxies peut être construite en suivant un grand

nombre de paramètres, l'assemblage en masse stellaire des galaxies reste un point d'étude des plus importants et des plus problématiques. Cette progression en masse d'étoiles est donc au cœur de ce dernier chapitre.

6.1.2 Construction des estimateurs de ces distributions

Dans le modèle, la construction des deux estimateurs, fonctions de masse stellaire et de distribution des taux de formation stellaire, s'appuie sur les tables enregistrant, pour chaque z, les valeurs de l'ensemble des paramètres entourant la description d'une galaxie. Afin de s'approcher au plus près des données d'observations utilisées en comparaison, et principalement des redshifts moyens qu'elles indiquent, les résultats des différents modèles décrits par la suite ont été sauvegardés à onze instants différents, correspondant aux redshifts suivants : $z = 6.143$, 4.000, 3.000, 2.030, 1.778, 1.128, 1.000, 0.299, 0.099, 0.020 et $z = 0.000$.

Pour la fonction de masse

L'estimateur de la fonction de masse est relativement simple. Pour une époque donnée, il s'apparente au dénombrement du nombre d'objets dans un intervalle de masse donné, rapporté ensuite au volume accessible par la simulation ($gal/dex/Mpc^3$). L'intervalle d'étude en masse s'étend de 10^8 $M_\odot$ à 10^{12} $M_\odot$. Il est subdivisé en intervalle logarithmique de largeur constante.

Distribution des taux de formation stellaire

Dans le cas de cette seconde fonction de distribution, la construction de l'estimateur est plus difficile. Les complications proviennent du schéma d'évolution adopté en cas de fusion (Fig. 4.2) et du temps caractéristique τ_m utilisé dans la fonction d'amplification (Eq. 4.40). En effet, par construction, les événements de fusion sont considérés comme se déroulant instantanément à la moitié d'un pas de temps principal, $\Delta t \in [0.15 : 0.2]$ milliards d'années. De cette situation, il faut tirer deux conséquences :

- Les évènements de fusions, ainsi que les effets qu'ils engendrent, s'initient et se déroulent systématiquement dans la seconde partie du pas de temps principal. La distribution continue, au fil du temps que doit présenter ce type d'évènements, est donc rompue.
- De plus, la durée caractéristique d'un évènement de fusion étant fixée à $\tau_m = 2 \times 10^{-4}$ milliards d'années, aucun enregistrement de données effectué, comme

c'est le cas, à la fin d'un pas de temps principal, ne peut rendre compte des effets de tels évènements sur les taux de formation stellaire. Ces derniers, sous l'influence de la fonction d'amplification, se sont en effet totalement estompés. Toute distribution construite à partir de ces enregistrements seraient donc biaisée vers les faibles taux de formation stellaire et ne tiendraient pas compte des effets liés aux fusions, génératrices des plus hauts taux de formation stellaire.

Pour palier à ce problème, il faut procéder à une reconstruction, a posteriori, des effets des évènements de fusion sur les taux de formation stellaire. Pour cela, la procédure s'appuie sur l'enregistrement du taux de formation stellaire à l'instant même de la fusion ($\dot{\mathcal{S}}_{new}(\Delta_{t_f} = 0)$). On rappelle que ce dernier est construit à partir du taux de formation stellaire, déduit du contenu en gaz et des propriétés dynamiques de la galaxie résultante de la fusion, auquel est appliquée une fonction d'amplification (Eq. 4.40). La valeur prise par cette fonction d'amplification est maximale à l'instant de la fusion ($\Delta_{t_f} = 0$) puis, celle-ci étant dépendante au travers d'une décroissance exponentielle du temps écoulé depuis le dernier évènement de fusion, son impact s'atténue progressivement.

La technique adoptée s'articule alors autour du tirage de deux nombres aléatoires, a_1 et a_2, dont la valeur est distribuée de façon uniforme entre 0 et 1. Le premier de ces deux nombre, a_1 permet de redistribuer uniformément les évènements entre les deux intervalles d'un même pas de temps principal. Ainsi, pour toute galaxie identifiée comme étant le résultat d'une fusion et s'étant déroulée durant le dernier par de temps principal, de durée Δt, on considère que l'évènement est *observable* si $0 \leq a_1 < 1/2$. Au contraire, si $1/2 \leq a_1 < 1$, alors on considère que la fusion s'est effectivement déroulée dans la première moitié du pas de temps et que ses effets ne sont plus *observables*. Cette astuce permet de *récupérer*, en moyenne, un évènement de fusion sur deux, ce qui corrige la distribution initialement biaisée.

Pour tous les évènements de fusion restants ($0 \leq a_1 < 1/2$), on considère que le temps d'observation ne correspond plus à l'instant exact de l'enregistrement, qui ne peut pas refléter les effets des fusions, mais un instant quelconque, distribué uniformément durant la période de décroissance du processus d'amplification. C'est ici qu'intervient le second nombre aléatoire a_2, tiré, on le rappelle, uniformément entre 0 et 1. Il prend part en tant qu'argument d'une décroissance exponentielle à

l'expression suivante :

$$\dot{\mathcal{S}}_{merger} = MAX \left[\underbrace{\dot{\mathcal{S}}_{new}(\Delta_{t_f} = \Delta t/2)}_{t=t_{enregistrement}}; \underbrace{\underbrace{\dot{\mathcal{S}}_{new}(\Delta_{t_f} = 0)}_{t=t_{merger}} * exp\left(-a_2\right)}_{t=t_{observation}} \right]$$

L'utilisation d'un nombre aléatoire, distribué entre 0 et 1 au sein d'une décroissance exponentielle, permet de simuler les effets de la fonction d'amplification (Eq. 4.40), durant la période d'efficacité maximale, c'est-à-dire entre l'instant de la fusion $\Delta_{t_f} = 0$ et $\Delta_{t_f} = \tau_m$, τ_m étant la durée caractéristique fixée d'un tel évènement. Les effets sont alors qualifiés *d'observables* dans le sens où la valeur qui sera allouée au taux de formation stellaire ($\dot{\mathcal{S}}_{merger}$) sera caractéristique de la période d'amplification $\Delta_{t_f} \in [0 : \tau_m]$. Afin de ne pas réduire artificiellement le taux de formation stellaire, le taux effectif retenu pour l'évènement de fusion est borné, en valeur basse, par le taux de formation stellaire ($\dot{\mathcal{S}}_{new}(\Delta_{t_f} = \Delta t/2)$) relevé à l'instant de l'enregistrement, c'est à dire à $\Delta_{t_f} = \Delta t/2$ où, par construction, l'amplification n'est plus perçue.

Sélection de deux populations

La dernière section du chapitre 1 (Sect. 1.5) s'articule autour de la différenciation de deux populations de galaxies, en fonction de leur activité plus ou moins intense de formation stellaire. En particulier, les évènements de fusion sont à l'origine de processus qui déclenchent des flambées de formation stellaire. Dans la suite de l'étude il sera question de cette population particulière. Pour être membre de cette sélection, une galaxie doit : i) être issue d'un évènement de fusion récent, c'est à dire dans le dernier pas de temps principal, précédant l'instant d'enregistrement de ses paramètres et ii) présenter un taux de formation stellaire reconstruit :

$$\dot{\mathcal{S}}_{merger} \geq \left\langle \dot{\mathcal{S}}_{new} \right\rangle_{[M_h, M_*]} + \Delta_{[M_h, M_*]} \dot{\mathcal{S}}_{new} \tag{6.1}$$

Cette condition est construite sur la moyenne d'ensemble $\left\langle \dot{\mathcal{S}}_{new} \right\rangle_{[M_h, M_*]}$ et l'écart type $\Delta_{[M_h, M_*]} \dot{\mathcal{S}}_{new}$ des taux de formation stellaire $\dot{\mathcal{S}}_{new}$, associés aux galaxies à évolution séculaire (sans fusion dans le dernier pas de temps principal), abritées par un halo de masse caractéristique M_h et présentant une masse stellaire M_*. Les moyennes d'ensemble ainsi que les écarts types utilisés sont tabulés dans des inter-

valles de taille fixée en masse de halo et en masse stellaire. Ainsi, une galaxie sera considérée à flambée de formation stellaire si elle respecte la condition précédente (Eq. 6.1), appliquée pour les valeurs d'écart type et de moyenne d'ensemble correspondant aux intervalles de masses dans lesquels elle se situe. A l'inverse, les galaxies, ne respectant pas le dit critère, sont considérées comme "à évolution séculaire", l'amplification liée à l'évènement de fusion n'étant alors pas considérée comme significative.

A partir de là, il est possible de décomposer la distribution du taux de formation stellaire suivant ces deux populations distinctes.

6.1.3 Autres outils

Les densités ρ_{sfr} et ρ_*

En plus des deux distributions précédentes, en masse et en taux de formation stellaire, les résultats des modèles seront présentés sous la forme d'évolution, au cours du temps, de la densité de taux de formation stellaire ρ_{sfr} et de la densité de masse stellaire ρ_*.

Estimateurs de ces densités

Ces deux grandeurs sont estimées, via les sommes, sur l'ensemble des galaxies identifiées à un instant donné, des taux de formation stellaire et des masses stellaires, lesquels sont divisés par le volume comobile d'Univers simulé : $V_{box} \simeq 150^3 Mpc^3$ (Sect. 3.1). Bien entenudu, la densité de taux de formation stellaire ρ_{sfr} peut être décomposée suivant les deux populations de galaxies, séculaire ou à flambée de formation stellaire.

Le taux de formation stellaire spécifique

Comme abordé à la fin du chapitre 1, l'intensité de l'activité de formation stellaire peut être quantifiée via le taux de formation stellaire spécifique, défini comme suit

$$sSFR = \frac{\dot{\mathcal{S}}_{new}}{M_*} \tag{6.2}$$

à partir du taux de formation stellaire $\dot{\mathcal{S}}_{new}$ et de la masse stellaire de la galaxie M_*.

6.2 Résultat du modèle standard et de ses variations

6.2.1 Le modèle m_1 et ses deux variations m_0 et m_2

Le modèle m_1

Le chapitre 4 décrit l'ensemble des processus baryoniques et des mécanismes mis en place dans le modèle standard. Ce modèle, baptisé m_1, est basé sur les données suivantes :

- Le gaz baryonique, présent aux environs d'un halo donné, se couple à l'accrétion de matière noire diffuse, sous les conditions imposées par le modèle de photo-ionisation (Eqs. 4.1, 4.2). Pour ce premier modèle, la masse de filtrage $M_c(z)$ ainsi que l'exposant $\alpha = 2$ sont issus de la paramétrisation donnée dans les travaux d'Okamoto et al. (2008) (Annexe B.2).
- Le gaz, ainsi capturé dans le puits de potentiel, alimente une accrétion bi-modale ($\dot{\mathcal{H}}_{flt}$ Eq. 4.5, $\dot{\mathcal{H}}_{sh}$ Eq. 4.6). La masse accrétée est répartie en deux phases distinctes, l'une froide $\mathcal{H}_{cold}$, l'autre chaude $\mathcal{H}_{hot}$
- Le gaz drainé par la phase froide *filamentaire* poursuit sa chute vers le centre du halo ($\dot{\mathcal{H}}_{ff}$, Eq. 4.7). Le gaz chaud, contenu dans la seconde phase, ne peut s'effondrer directement. Il doit suivre, en premier lieu, un processus de condensation radiatif ($\dot{\mathcal{H}}_{cool}$, Eq. 4.17). Suivant ces deux voies, le gaz alimente alors la formation et l'évolution de la galaxie au centre du halo de matière noire.
- Le gaz accrété forme un disque $\mathcal{D}$. Ce gaz est progressivement converti en étoiles ($\dot{\mathcal{S}}_{new}$, Eq. 4.48). Le paramètre d'efficacité est alors fixé à $\varepsilon_\star = 0.02$.
- Les fusions majeures ($\eta_m > 1/3$ Eq. 4.38) et les processus de migration de *clumps*, en provenance du disque instable, sont à l'origine respectivement de la formation des galaxies elliptiques et des bulbes au centre des galaxie. Le gaz contenu dans ces structures est à même de former des étoiles.
- Les fusions majeures sont également à l'origine de la formation des trous noirs super-massifs au centre des bulbes.
- La redistribution des énergies, dégagées par le processus d'accrétion sur le trou noir central et les supernovae, permet la mise en place d'un flux de gaz chaud qui est à même de sortir de la galaxie. Les coefficients d'embranchement pour la répartition de l'énergie totale sont fixés, afin d'attribuer pour les deux processus, une fraction d'énergie cinétique de respectivement $f_{kin,sn} = 0.3$ et

$f_{kin,\mathcal{AGN}} = 10^{-3}$. Une fraction de l'énergie restante $(1 - f_{kin})$ est attribuée en énergie interne (température) pour respectivement $f_{th,sn} = 0.1$ et $f_{th,\mathcal{AGN}} = 10^{-3}$. Le flux de gaz chaud ainsi produit entraîne les métaux formés par les populations stellaires des deux composantes, disque $\mathcal{D}$ et bulbe $\mathcal{B}$. Il alimente pour partie la phase chaude. Celle-ci voit alors sa composition modifiée, ce qui influence le processus de condensation et donc l'alimentation en gaz de la galaxie. L'autre partie du gaz contenu dans le vent s'échappe à jamais du système (f_{esc}, Eq. 4.71).

Le modèle m_0

La dernière section du chapitre 4 (Sect. 4.5) s'attache à décrire les phénomènes de couplage entre la galaxie et la phase chaude. Ces transferts de gaz entre les deux composantes, assimilables à un vent ont un impact très important sur l'évolution de la galaxie et en particulier sur son assemblage en masse stellaire. Ainsi, la première variation baptisée m_0 du modèle standard reprend la même configuration que le modèle m_1 mais n'autorise ni le chauffage ni l'expulsion, au travers des vents, du gaz contenu dans les composantes de la galaxie.

Le modèle m_2

Comme il est décrit dans le chapitre 4, même si l'expression de la fraction baryonique effective (Eq. 4.1), dictant le couplage entre accrétion de matière noire et baryons, est en générale la même dans les différents modèle existants, les valeurs des différents paramètres la décrivant peuvent sensiblement changer. Ainsi, alors que le modèle m_1 utilise la paramétrisation d'Okamoto et al. (2008) et opte pour $\alpha = 1$, ce modèle m_2 s'appuie sur le comportement de la masse de filtrage et sur une valeur de l'exposant $\alpha = 2$, tels qu'ils sont décrits dans les travaux de Gnedin (2000) (Annexe B.2). Ce changement est le seul à intervenir dans ce second modèle. La comparaison de m_0 et m_2 permettra de visualiser l'impact global de ces deux paramétrisations différentes.

6.2.2 Principaux résultats de ces modèles : fonctions de masse ...

La figure 6.1 présente les fonctions de masses stellaires prédites par ces trois premiers modèles. Les différents cadrans sont dédiés aux différentes époques sondées, de $z \simeq 6$ en bas à gauche à $z = 0.3$ en haut à gauche. La ligne verticale indique une

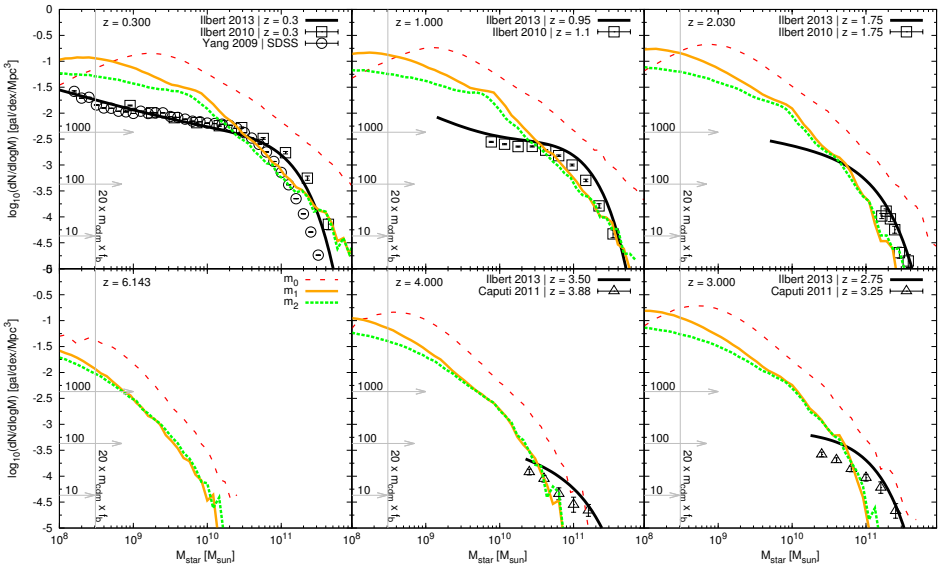


FIGURE 6.1 – Fonctions de masse stellaire pour les modèles m_0 (rouge), m_1 (orange) et m_2 (vert). Les différents cadrans sont dédiés à des redshifts différents, de $z = 0.3$ en haut à gauche à $z = 6.143$ en bas à gauche. La référence verticale grise indique une masse stellaire caractéristique $M_{lim,cdm} \times \langle f_b \rangle$. Les trois flèches horizontales indiquent les densités correspondant à 10, 100 et 1000 halos, pour le volume comobile d'Univers pris en compte. La courbe noire en trait plein matérialise la fonction de masse stellaire, mesurée dans le cadre du programme COSMOS par Ilbert et al. (2013). Sont également utilisés, comme points de comparaison, les résultats issus des travaux de Yang et al. (2009) ($z = 0.0$, ronds), Ilbert et al. (2010) ($z \in [0.3 : 2.0]$ carrés), et de Caputi et al. (2011) ($z \in [2.0 : 4.0]$, triangles). Les comparaisons indiquent plusieurs désaccords majeurs. Tout d'abord, à haut redshift ($z > 2$), les observations ont un excès de galaxies massives. Alors que l'écart est important pour les modèles m_1 et m_2, il semble que seul le modèle sans rétro-action m_0 puisse former des masses stellaires aussi importantes. En revanche, à plus bas redshift ($z < 2$), ce modèle m_0 produit un fort excédent de masse stellaire, pour l'ensemble du régime de masse étudié. Les deux modèles m_1 et m_2, de par l'influence de la rétro-action des supernovae et du trou noir central, limitent la formation d'étoiles. Le régime des hautes masses stellaires est mieux reproduit, tout du moins à bas redshift. Le second point, concerne le régime opposé, celui des faibles masses ($< 10^{10}\ M_\odot$). Pour l'ensemble des époques sondées, on constate un fort excès de galaxies prédites. Bien entendu, c'est le modèle sans rétro-action, m_0 qui prédit le plus gros excès aux bas redshifts ($z < 2$), même si les deux modèles, prenant en compte la rétro-action supernovae et trou noir, présentent également un très fort excès, surtout à haut redshift ($z > 2$). L'excès s'estompe à mesure que le redshift diminue, même s'il reste toujours présent. La différence entre les deux modèles, m_1 et m_2, réside dans le processus de photo-ionisation. Alors qu'à grand redshift $z \simeq 6$, les deux paramétrisations donnent des résultats très proches, le modèle m_2, basé sur les travaux de Gnedin (2000), tend à réduire davantage le nombre de galaxies à faible masse stellaire. Ceci s'explique par la réduction plus importante, via la fraction baryonique effective, du taux d'accrétion. Même si l'écart avec les observations se réduit à mesure que le redshift décroît, l'excès de galaxies à faible masse stellaire reste présent.

masse stellaire de référence construite à partir de la masse minimale des halos de matière noire, accessible aux modèles pondérés par la fraction baryonique univer-

selle : $M_{lim,cdm} \times \langle f_b \rangle$. Les trois flèches grises, de longueurs croissantes, indiquent les niveaux de densité correspondant respectivement, vis-à-vis du volume d'univers sondé, à 10, 100 et 1000 halos. Les résultats des trois modèles sont confrontés aux données d'observations issues des travaux de Ilbert et al. (2013), Ilbert et al. (2010), Yang et al. (2009) et Caputi et al. (2011) ($z \in [2.0 : 4.0]$.

L'absence des galaxies massives à hauts redshifts

Le premier point important à relever réside dans le fort désaccord, à haut redshift $z > 2$ et dans le régime des hautes masses, entre prédictions des modèles et observations. Les deux modèles, m_1 et m_2, semblent incapables de produire des galaxies abritant des masses stellaires aussi élevées que celles observées. Seul le modèle m_0, sans rétro-action, peut produire ce type d'objets très massifs. Il semblerait, en effet, au regard des résultats de Ilbert et al. (2013) et Caputi et al. (2011), qu'une population de galaxies massives, contenant des populations stellaires dépassant 2×10^{12} $M_\odot$, soient déjà en place à haut redshift $z \simeq 4$. Noter que ce type d'objets n'apparaît dans les modèles qu'aux environs de $z = 2$, à la suite d'une augmentation progressive de cette limite supérieure en masse : $\simeq 10^{10}$ à $z \simeq 6$, 6×10^{10} à $z = 4$, 10^{11} à $z = 3$. Il semble donc que des processus extrêmement efficaces de formation stellaire soient en place à hauts redshifts. Ces derniers participent à l'émergence de cette population massive de galaxies.

Le fort excès de galaxies à faible masse stellaire

S'il semble que la mise en œuvre de processus de régulation soit incompatible avec la formation de galaxies massives à haut redshift, ces mêmes mécanismes semblent également incapables de réduire suffisamment le nombre de galaxies à faible masse stellaire, à ces mêmes époques reculées ($z > 3$). En effet, même si la masse stellaire sondée ne peut descendre en deçà de 10^{10} $M_\odot$ à ces époques, l'intervalle de mesure est suffisant pour constater un certain nombre de problèmes. L'évolution de la pente des fonctions de masse, mesurées par Ilbert et al. (2013) et Caputi et al. (2011), n'est pas compatible avec celle prédite par les modèles, cette dernière étant beaucoup trop élevée. Si l'on fait l'hypothèse d'une forme fonctionnelle proche pour l'ensemble des époques, les observations s'accorderaient vers un aplatissement progressif de la pente dans le domaine des faibles masses. Au contraire, pour ces hauts redshifts, les fonctions de masse prédites par les modèles présentent une forte pente, qui ne s'atténue pas ou faiblement dans ce régime des

faibles masses. Au fur et à mesure de l'évolution des structures, lorsque le redshift diminue, l'écart entre modèle et observation se réduit, même si un excès de petites structures persiste toujours dans les modèles.

Impacts des différents modèles de photo-ionisation

Les fonctions de masse, présentées en figure 6.1, permettent également de dresser un bilan des effets de photo-ionisation. En effet, les modèles m_1 et m_2 ne se différencient que par un changement de comportement de la masse de filtrage et des valeurs de paramètres différents, issus respectivement des travaux de Okamoto et al. (2008) et Gnedin (2000). Comme il est présenté au début du chapitre 4, au travers des taux d'accrétion en baryons alimentant la galaxie, l'évolution, avec le redshift de la masse de filtrage proposé par Gnedin (2000), tend à réduire plus fortement le flux de baryons s'effondrant sur la galaxie. Cette limitation s'accompagne donc par une réduction de la masse stellaire formée. En effet, même si les deux modèles m_1 et m_2 présentent des fonctions de masse très proches à $z \simeq 6$, le second modèle présente une réduction plus forte du nombre de galaxies à faible masse stellaire. L'écart se creuse progressivement à partir de $z = 4$, pour se stabiliser ensuite, pour les plus bas redshifts. Le gain d'énergie emmagasiné par le gaz ne peut l'empêcher de s'effondrer que dans les structures les moins massives, les puits de potentiel des plus gros halos étant suffisamment profonds. De ce fait, les mécanismes de photo-ionisation n'influencent pas le comportement de la fonction de masse dans le domaine des hautes masses. Les deux modèles présentent même des résultats très proches, voire identiques.

6.2.3 ... Relation entre masse stellaire et masse du halo ...

Comparaisons aux études d'*abundance matching*

La figure 6.2 présente la relation moyenne, liant la masse du halo de matière noire M_{halo} et la masse stellaire M_{star} abritée par la galaxie évoluant en son centre. Chacun des cadrans est dédié à une époque donnée, de $z \simeq 6$ en bas à gauche à $z = 0.1$ en haut à gauche. Les valeurs moyennes, accompagnées de leurs dispersions prédites par les trois modèles m_0, m_1 et m_2, sont représentées respectivement par les points rouge, orange et vert. Ces résultats sont comparés à un certain nombre d'études qui explorent cette relation M_{halo}, M_{star} via la technique dite d'*abundance matching*[1]. Cette technique s'appuie sur l'hypothèse que les halos de matière noire

1. Terminologie issue de l'anglais pouvant être traduit par : relation entre les abondances.

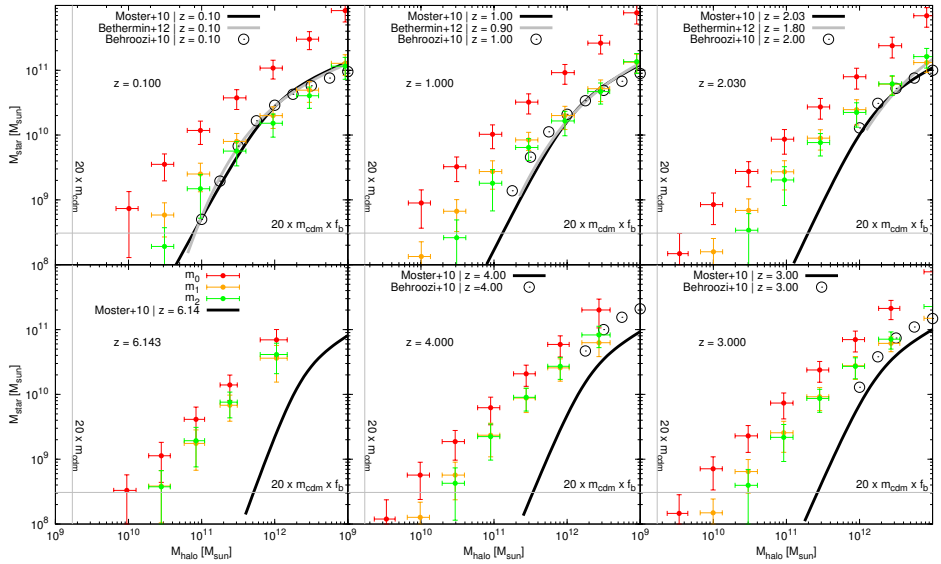


FIGURE 6.2 – Relations entre la masse stellaire M_{star} et la masse du halo de matière noire M_{halo} prédites par les modèles m_0 (rouge) m_1 (orange) et m_2 (vert). Chacun des cadrans est dédié à une époque, de $z \simeq 6$ en bas à gauche à $z = 0.1$ en haut à gauche. Les deux références, verticale et horizontale, marquent respectivement la masse minimale des halos de matière noire $M_{lim,cdm}$ accessible aux modèles et une masse stellaire de référence déduite de cette dernière : $M_{lim,cdm} \times \langle f_b \rangle$. Les résultats issus des différents modèles sont comparés à un certain nombre de travaux explorant la relation M_{star} et M_{halo}, au travers de la technique dite d'*abundance matching*. Les relations matérialisées par les courbes noire et grise sont extraites respectivement de Moster et al. (2010) et Béthermin et al. (2012). Les données représentées par des ronds sont issues des travaux de Behroozi et al. (2010). Ces comparaisons confirment la production excessive de masse stellaire dans le modèle m_0, sans processus de rétro-action, et ce, quelque soit la masse du halo de matière noire. Les deux modèles m_1 et m_2 présentent, pour une masse de halo donnée, une masse stellaire systématiquement plus faible que celle prédite par le modèle m_0. L'influence des deux modèles de photo-ionisation sont clairement visibles. Comme précédemment, la paramétrisation de Gnedin (2000) conduit à une réduction plus importante de la masse d'étoiles. De manière générale, les deux modèles m_1 et m_2 donnent des résultats, dans le domaine des hautes masses de halo, proches de ceux établis par les différentes études présentées ici.

les plus massifs abritent les populations stellaires également les plus massives. Ainsi, en se donnant des formes fonctionnelles et des lois d'évolution, étalonnées par exemple sur des observations, pour à la fois la fonction de masse des halos de matière noire et celle des masses stellaires des galaxies, il est possible d'obtenir la relation moyenne entre ces deux masses en reliant les abondances respectives. Les relations utilisées pour comparaison sont extraites des travaux de Moster et al. (2010), Béthermin et al. (2012) et Behroozi et al. (2010).

L'excès confirmé pour les petites structures

La construction de cette relation moyenne et la comparaison aux différents autres travaux confirment et complètent les interprétations effectuées à partir des fonctions de masse. Premièrement, le modèle m_0, ne prenant en compte aucun processus de rétro-action, prédit une masse stellaire excessive pour toute masse de halo de matière noire donnée. De plus, aucune rupture de pente n'est perceptible, ce qui signifie que l'assemblage de la masse stellaire s'effectue proportionnellement à la croissance en masse du halo de matière noire, aucun mécanisme ne venant rompre cette relation. Deuxièmement, comme il a été décrit précédemment, les mécanismes de rétro-action issus des supernovae et du trou noir central, pris en compte dans les deux modèles m_1 et m_2, permettent de réduire significativement la masse stellaire dans les halos. On remarque également que le modèle m_2, dont le modèle de photo-ionisation est basé sur les travaux de Gnedin (2000), limite cette production de masse stellaire de manière plus efficace que dans le modèle m_1, utilisant les travaux de Okamoto et al. (2008). L'écart entre les relations moyennes prédites par ces deux modèles est d'autant plus marqué que la masse du halo est faible. De plus, cet écart est d'autant plus grand que le redshift est faible. Cela tient dans le fait que le modèle proposé par Gnedin (2000) limite l'accrétion de baryons dans les halos les moins massifs plus précocement que le modèle proposé par Okamoto et al. (2008). La différence s'estompe et s'annule progressivement dans le régime des halos de hautes masses ($M_{halo} > 10^{11}$) dans lequel la photo-ionisation du gaz n'a plus d'impact.

L'hypothèse d'abondance, supposant que les halos les plus massifs abritent les populations stellaires également les plus massives, est respectée. Notez également que les deux modèles m_1 et m_2 donnent des résultats pour les masses élevées de halos ($M_{halo} > 10^{11}$) en bon accord avec les études présentées en comparaison. Les halos les plus massifs accueillent donc des masses d'étoiles en accord avec ces prédictions. On déduit donc que l'excès de galaxies, présentant des masses stellaires faibles, est issu d'une population de halos également de faible masse et non de halos plus massifs, abritant des galaxies dont la masse stellaire aurait progressivement décrue en l'absence de nouveaux épisodes de formation stellaire.

6.2.4 ... Distributions des taux de formation stellaire ...

La figure 6.3 présente les fonctions de distribution des taux de formation stellaire pour les trois modèles m_0, m_1 and m_2. Comme précédemment, les différents

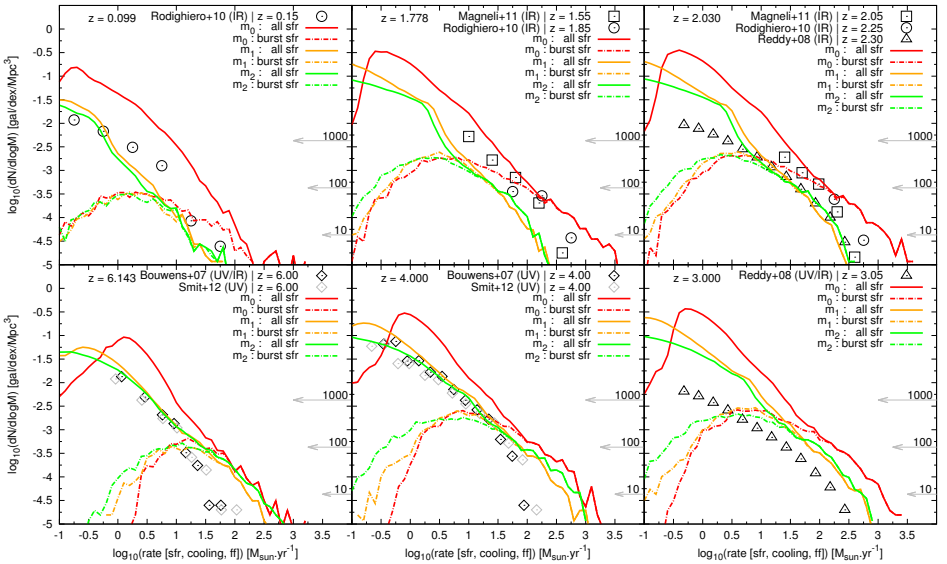


FIGURE 6.3 – Distribution des taux de formation stellaire pour les modèles m_0 (rouge), m_1 (orange) et m_2 (vert). Comme précédemment, les différents cadrans marquent des époques différentes, de $z \simeq 6$ en bas à gauche à $z = 0.099$ en haut à gauche. Les trois flèches horizontales, de longueurs croissantes, indiquent les densités correspondant à 10, 100 et 1000 halos dans le volume d'Univers considéré. Les courbes en trait plein et trait pointillé matérialisent respectivement la distribution totale, rassemblant l'ensemble des galaxies identifiées à un instant donné, et la population spécifique des galaxies dites à flambée de formation stellaire. Les prédictions des modèles sont confrontées aux mesures issues d'observations réalisées par Rodighiero et al. (2010b) ($z \in [0.15 : 2.25]$ cercles), Magnelli et al. (2011) ($z \in [1.55 : 2.05]$ carrés), Reddy et al. (2008) ($z \in [2.30 : 3.05]$, triangles) et enfin Bouwens et al. (2007) ($z \in [6.0 : 4.0]$, losanges). L'ensemble des résultats présentés au sein de cette figure est donné pour une distribution de masse initiale (IMF) de Chabrier (2003). On remarque que les plus hauts taux de formation stellaire sont associés à la population de galaxies à flambée de formation stellaire. Ces structures, venant de fusionner, sont sujettes à de violents effets de contraction du gaz, modélisés par la fonction d'amplification. Une première contradiction apparaît dans ces résultats. Les fonctions de masse indiquent un excès de production d'étoiles dans les petites structures à grand redshift. De ce fait, on s'attendrait donc à observer une sur-évaluation des taux de formation stellaire pour ces époques reculées. Or cela ne semble pas être le cas. En effet les données issues des travaux de Bouwens et al. (2007) sont en bon accord, dans la majorité du domaine sondé, avec les prédictions des modèles m_1 and m_2. Ces résultats doivent être toutefois relativisés en raison des nombreuses difficultés inhérentes à la méthode d'estimation des niveaux d'extinction. Une sur-estimation de l'extinction n'est pas à exclure dans ce cas. Alors que les prédictions semblent proches des observations à hauts redshifts, elles sont clairement surestimées à $z = 3$. Puis au plus bas redshifts, ces mêmes prédictions deviennent inférieures aux valeurs observées. Cette diminution du taux de formation stellaire est à rechercher dans la sur-consommation précoce du gaz qui, vidant progressivement le contenu en gaz des galaxies, ne leur permet plus de former de nouvelles étoiles aux rythmes observés.

cadrans sont dédiés aux différentes époques sondées. Les courbes en traits continu et pointillé matérialisent respectivement la distribution pour l'ensemble des galaxies identifiées à un instant donné, et celle plus restreinte des galaxies dites à flambée

de formation stellaire. Ces dernières sont identifiées à partir du critère donné auparavant. Les distributions prédites par les modèles aux différentes époques sont comparées à un jeu de données, issu de résultats d'observation : Rodighiero et al. (2010b) ($z \in [0.15 : 2.25]$ cercles), Magnelli et al. (2011) ($z \in [1.55 : 2.05]$ carrés), Reddy et al. (2008) ($z \in [2.30 : 3.05]$, triangles) et enfin Bouwens et al. (2007) ($z \in [6.0 : 4.0]$, losanges). Dans un premier temps, on peut remarquer que les taux de formation les plus élevés sont systématiquement associés au processus de fusion, comme attendu. Les structures, venant de fusionner, sont sujettes à de violents effets de contraction du gaz, modélisés par la fonction d'amplification (Eq. 4.40).

Vers un paradoxe

Les fonctions de masse présentées précédemment tendant à indiquer une surproduction d'étoiles aux époques les plus reculées. On s'attendrait donc à constater une sur-évaluation des taux de formation stellaire à ces mêmes époques. Or, il semblerait, au regard des comparaisons effectuées avec les mesures issues des travaux de Bouwens et al. (2007), utilisant l'UV, que les taux prédits par les modèles soient en accord, sur une large gamme, avec ces observations. Ce bon accord constaté doit tout de même être relativisé. En effet, les mesures du taux de formation stellaire à partir de l'UV souffrent des difficultés inhérentes à la méthode d'estimation des niveaux d'extinction. Ces derniers sont en effet très difficiles à contraindre sans l'ajout d'informations supplémentaires en provenance d'observations dans les gammes infrarouge (rest-frame), ou la prise en compte de raie d'émission nébulaires ciblées. Il n'est donc pas à exclure que ces mesures soient sur-évaluées. Le comportement de la fonction de distribution pour les hauts taux de formation stellaire est également discutable. En effet, dans ce régime de forte activité, la prise en compte des données IR semble encore plus importante, en raison des plus fortes extinctions présentées par ces objets très actifs. Si l'on considère que la distribution est proche des observations à hauts redshifts, il n'en reste pas moins qu'elle est surestimée à $z = 3$. En revanche, pour les plus bas redshifts, les prédictions, après avoir présenté un bon accord avec les observations pour $z \simeq 2$, deviennent inférieures aux valeurs observées et ce, même pour les taux les plus élevés issus des fusions. Enfin, on peut ajouter que, comme attendu, le modèle m_0 prédit des taux de formation stellaire beaucoup trop importants et ce quelque soit l'époque. On en déduit donc qu'une régulation de l'activité de formation d'étoiles est indispensable. Le plus dur semble alors de la contraindre.

L'impact d'une formation stellaire continue en équilibre avec l'accrétion

Les sous-estimations du rythme de formation stellaire à bas redshift sont le fruit d'une consommation élevée, précoce et régulière, du gaz dans les structures. Le processus sous-jacent qui semble se dessiner est le suivant : les premiers objets ($M_h < 10^{11}\ M_\odot$) se forment rapidement sous l'influence d'une accrétion forte et intense en gaz issu de la phase froide. Cette alimentation génère la production d'étoiles à des rythmes très élevés, peut-être trop élevés. Les forts taux de formation stellaire prédits, appliqués à des réservoirs de gaz importants (peut-être là aussi trop importants pour l'époque), aboutissent à la sur-production d'étoiles dans ces petites structures.

Ces rythmes de formation stellaires moyens à élevés s'appliquent tant que la galaxie est alimentée en gaz frais en provenance d'un mode froid dominant. Formation stellaire et accrétion sont alors intimement reliées. Le rythme de formation stellaire s'équilibre avec le processus d'accrétion. On parle alors de *steady-state mode*[2] (e.g. Bouché et al., 2010). Lorsque le mode d'alimentation dominant se déplace du mode froid au mode chaud, les taux d'accrétion sont réduits. Alors que précédemment, la galaxie formait ses étoiles et évoluait dans un mode régulier et équilibré avec l'accrétion *filamentaire froide*, lorsque celle-ci diminue fortement au profit de la condensation de la phase chaude, le réservoir de gaz de la galaxie n'est alors plus suffisant pour assurer les rythmes de formation stellaire observés. Les quantités de gaz présentes sont même parfois insuffisantes pour permettre les flambées de formation stellaire devant résulter de l'application de la fonction d'amplification.

Cette baisse de l'activité de formation stellaire est donc à relier à la baisse du taux moyen d'accrétion, lors du passage vers un mode chaud dominant. En effet, cette atmosphère chaude n'est pas suffisamment dense (massive) ou elle est trop chaude, pour permettre la mise en place d'un processus de condensation, aboutissant à des taux de refroidissement comparables au mode froid. Ainsi, cette rupture de rythme est visible dans les fonctions de masse (Fig. 6.1). En effet, alors que ces dernières présentaient un excès dans le régime des faibles masses, on constate que la distribution évolue, aux masses intermédiaires, et présente des densités de galaxies inférieures à celles observées.

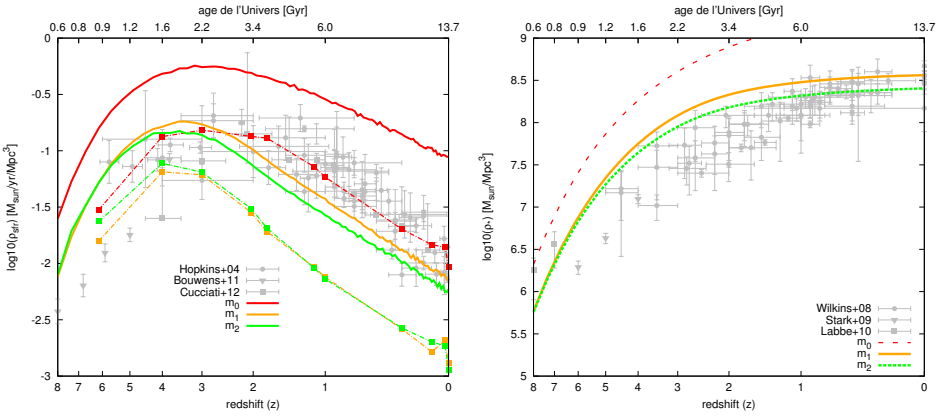
Le manque d'efficacité du processus de condensation est à relier à la forte fraction d'échappement (f_{esc} Eq. 4.71) enregistrée pour les plus petites des structures. En effet, dans les modèles m_1, m_2 présentés précédemment, la fraction

2. teminologie issue de l'anglais ét pouvant être traduit par, état d'équlibre

du gaz qui quitte le halo est considéré comme définitivement perdue. Cette hypothèse n'est pas retenue comme telle dans le modèle proposé, par exemple, par Somerville et al. (2008). En effet, au delà d'une fraction d'échappement (f_{esc} Eq. 4.74) en moyenne beaucoup plus faible pour les structures de masse intermédiaires ($10^{10} < M_h < 10^{11}\ M_\odot$), le modèle de Somerville et al. (2008), dans le cadre d'un cycle lent de ré-accrétion de la masse éjectée du halo, permet à l'atmosphère chaude d'accumuler plus de masse. Celle-ci se densifie et le taux de condensation augmente. Les effets de ces deux processus, fraction d'éjection plus faible et ré-accrétion seront ré-abordés par la suite (Sect. 6.3).

6.2.5 ... Et, histoire de la formation stellaire.

Enfin, pour appuyer une fois de plus le constat de la formation précoce des populations stellaires dans les petites structures, il est intéressant de suivre, l'évolution, d'un côté de la densité du taux de formation stellaire ρ_{sfr}, et d'un autre côté de la densité de masse stellaire $\rho_\star$.



(a) (b)

FIGURE 6.4 – Evolution de la densité moyenne du taux de formation stellaire (a) et de la densité moyenne de masse stellaire (b) au cours du temps. Pour les deux vignettes, les courbes rouges sont dédiées au modèle m_0, qui ne considère aucun mécanisme de rétro-action. Les courbes oranges et vertes matérialisent respectivement les résultats des modèles m_1 er m_2. Dans le cadran gauche, les courbes en traits plein et pointillé matérialisent respectivement les mesures effectuées sur la totalité de la population de galaxies et sur la sélection plus restreinte de celles dites à flambée de formation stellaire. Dans les deux cas, les prédictions des modèles sont comparées à des jeux de données issues de l'observation : Hopkins & Beacom (2006), Bouwens et al. (2011) et Cucciati et al. (2012) pour la densité du taux de formation stellaire, Wilkins et al. (2008), Stark et al. (2009) et Labbé et al. (2010) pour la densité de masse stellaire.

Ces deux grandeurs sont présentées en fonction du redshift et/ou de l'âge de l'Univers sur les figures 6.4(a) et 6.4(b). Comme précédemment, les courbes rouges, oranges et vertes sont dédiées respectivement au modèle m_0, m_1 et m_2, les courbes en trait plein matérialisent l'évolution du taux de formation stellaire et de la masse stellaire pour l'ensemble de la population de galaxies formées. En revanche, concernant l'évolution du taux de formation stellaire, les courbes pointillées, construites a posteriori, indiquent l'évolution de la population dite à flambée de formation stellaire, issue d'évènements de fusion. Pour les deux évolutions, les prédictions des modèles sont comparées aux observations : Hopkins & Beacom (2006), Bouwens et al. (2011) et Cucciati et al. (2012) pour la densité moyenne du taux de formation stellaire, Wilkins et al. (2008), Stark et al. (2009) et Labbé et al. (2010) pour la densité de masse stellaire.

Comme il a été présenté dans le tout premier chapitre de ce manuscrit, l'activité de formation stellaire, observée dans notre Univers, présente un pic entre les redshifts $z = 1$ et $z = 3$. Or, ce pic d'activité, bien qu'existant, est prédit par les trois modèles présentés ici à des époques plus reculées, entre $z = 2$ et $z = 5$. De plus, pour les mêmes raisons de consommation précoce du gaz, le taux de formation stellaire prédit par les modèles m_1 et m_2 ne sont compatibles qu'avec les valeurs basses des mesures. Cela confirme nettement la sur-production d'étoiles pour cette période.

Il est également intéressant de noter que, même si l'activité liée aux fusions suit l'activité mesurée sur la population totale, la part de formation stellaire dans les fusions tend à diminuer avec le temps (l'écart entre courbe en trait plein et courbe pointillée d'une même couleur augmente avec le temps). Bien entendu, ceci est lié à la forte décroissance du nombre de fusion pour les époques plus récentes que $z = 1$.

Sur ces évolutions du taux de formation stellaire, l'impact de la modélisation du mécanisme de photo-ionisation est bien visible. Alors que les courbes en traits pleins orange et vert, matérialisant les mesures sur la population totale, pour respectivement les modèles m_1 et m_2, sont confondues aux redshift $z > 4$, elles présentent un écart significatif à plus bas redshift. Ceci confirme la plus forte réduction, imposée au taux d'alimentation en gaz des galaxies, dans le modèle m_2, utilisant le jeu de paramètres proposés par Gnedin (2000).

Pour clore cette section dédiée aux résultats principaux des modèles m_0, m_1 et m_2 et afin de corroborer une dernière fois l'intensité trop importante des mécanismes de formation stellaire dans les petites structures à haut redshift, on peut se pencher sur l'évolution de la densité de masse stellaire formée au cours du temps (Fig.

6.4(b)).

Là encore, on constate que l'émergence des populations stellaires est plus rapide que celle mesurée. Même si, bien entendu, le modèle, ne prenant pas en compte les phénomènes de rétroactions, sur-estime très fortement la masse assemblée pour l'ensemble des époques. Les deux autre modèles, m_1 et m_2, ne sont pas non plus compatibles, pour des redshift $z < 2$ avec les observations. De plus, la sur-activité de formation stellaire, suivie du déclin anticipé de cette dernière se visualise, par le changement progressif de la pente de l'évolution. L'évolution de cette pente n'est d'ailleurs pas non plus compatible avec celle observée.

6.3 Comparaison au modèle de Somerville et al. (2008) : le modèle m_3

Conditions de la comparaison

Comme cela a déjà été fait à la fin du chapitre 4, le modèle standard que je propose ici, se doit d'être comparé. On reprend donc, ici, la comparaison débutée précédemment avec le modèle de Somerville et al. (2008), qui sera identifié comme le modèle m_3.

Il est important de rappeler que l'algorithme utilisé reste celui décrit dans cette thèse. Seules les formulations du taux d'éjection ($\dot{\mathcal{G}}_{wind}$) et de la fraction d'échappement (f_{esc}) ont été modifiées, remplacées par celles proposées par Somerville et al. (2008) (Sect. 4.5.7 Eqs. 4.73 et 4.74). De plus, le modèle proposé par Somerville et al. (2008) s'appuie sur une modélisation des processus de photo-ionisation issus des travaux de Gnedin (2000). Pour cette raison, les comparaisons seront effectuées avec le modèle m_2 qui utilise le même jeu de paramètres. Il faut également ajouter que les lois, proposées par le modèle de Somerville et al. (2008), et régissant les processus de rétro-action, en lien avec le trou noir central, n'ont pas été implémentées. Les prédictions des fonctions de masse, dans le régime des valeurs hautes ($M_\star > 10^{11}\ M_\odot$), s'en trouvent donc fortement affectées. Il faudra donc être prudent pour les comparaisons dans ce régime de masse.

Différents facteurs de charge

Comme il est décrit précédemment, le modèle Somerville et al. (2008) a été choisi comme point de comparaison, en raison de la paramétrisation différente des processus de réchauffement et d'expulsion du gaz, en lien avec la redistribution

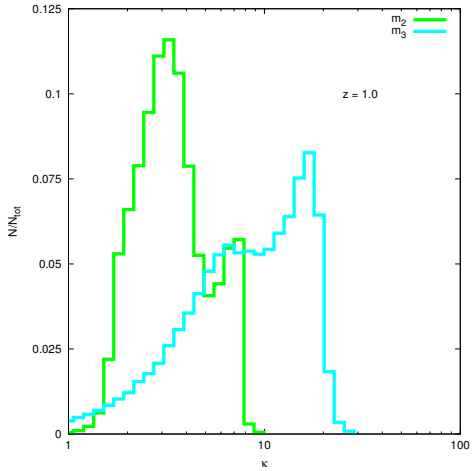


FIGURE 6.5 – Fonction de distribution du facteur de charge. Cette grandeur, définie comme le rapport du taux d'éjection et du taux de formation stellaire ($\kappa = \dot{\mathcal{G}}_{wind}/\dot{\mathcal{S}}_{new}$), traduit la proportion de gaz entraîné par les vents en relation avec l'activité de formation stellaire. Les deux histogrammes, vert et cyan, sont dédiés respectivement aux modèles m_2 et m_3. Pour plus de lisibilité, les deux distributions sont normalisées par leurs effectifs totaux. On constate que l'efficacité d'entraînement est, comme convenu, beaucoup plus importante dans le modèle m_3, basé sur les travaux de Somerville et al. (2008). D'un point de vue observationnel, les mesures spectroscopiques tendent à indiquer des valeurs relativement faibles $\kappa < 10$ (Heckman et al., 2000; Rupke et al., 2002; Bolatto et al., 2013).

de l'énergie des supernovae. Bien que dépendantes toutes les deux du taux de formation stellaire $\dot{\mathcal{S}}_{new}$, les deux formulations du taux d'éjection ne permettent pas d'impacter la même quantité de gaz. Une grandeur clé permet précisément de mesurer cet impact : il s'agit du facteur de charge [3], construit comme le rapport du taux d'éjection sur le taux de formation stellaire :

$$\kappa = \frac{\dot{\mathcal{G}}_{wind}}{\dot{\mathcal{S}}_{new}} \tag{6.3}$$

Ainsi, plus la valeur de κ est élevée et plus, la masse impactée (i.e., réchauffée ou potentiellement éjectée) par les supernovae sera importante.

La figure 6.5 présente les distributions du facteur de charge, calculées pour la composante disque uniquement [4]. Les deux histogrammes, vert et cyan, matérialisent les distributions, mesurées à $z = 1$, sur l'ensemble des galaxies présentant un taux de formation stellaire non nul, issues respectivement des modèles m_2 et m_3. Pour plus de lisibilité, les deux distributions ont été normalisées à leurs effectifs totaux respectifs.

Alors que le modèle standard m_2 ne présente pas, en raison du schéma de redistribution de l'énergie adopté (thermique cinétique), de facteur de charge supérieur à

3. terminologie issue de l'anglais : *loading factor*.

4. Les processus d'éjection et de rétro-action, en lien avec l'activité du trou noir central, n'ayant pas été implémentés dans le modèle m_3, il est préférable de se focaliser sur la composante commune de disque qui ne subit que l'effet des supernovae. La rétro-action du trou noir central, ne se mettant en place que tardivement $z < 1$, ajoutée au fait que l'essentiel des éjecta, produits par les galaxies aux époques les plus reculées, se concentre dans les disques, argumentent d'autant plus ce choix.

10, ceux générés par la modélisation proposée par Somerville et al. (2008) s'étendent jusqu'à des valeurs de près de 30. Plus précisément, pour le modèle m_2, la distribution des valeurs du facteur de charge présente un pic centré autour de $\kappa = 3$, alors que celle produite par le modèle m_3 présente une distribution beaucoup plus étendue avec un pic centré sur $\kappa \simeq 20$. D'un point de vue observationnel, les mesures spectroscopiques tendent à indiquer des valeurs relativement faibles $\kappa < 10$ (Bolatto et al., 2013; Rupke et al., 2002). La redistribution énergétique, thermique et cinétique, adoptée dans les modèles m_1 ou m_2 semble donc justifiée.

Impacts sur les fonctions de masse et les distributions du taux de formation stellaire.

Les très hautes valeurs prises par le facteur de charge dans le modèle m_3, basé sur les travaux de Somerville et al. (2008), indiquent qu'une grande quantité de masse sera impactée par la redistribution de l'énergie des supernovae. Cette masse, même si la formulation ne propose pas de redistribution explicite entre énergie cinétique (création d'un flux sortant) et énergie interne du gaz (température), est alors considérée comme impropre à la formation stellaire. Cette forte redistribution de l'énergie des supernovae, au profit du chauffage, se traduit très nettement dans l'évolution des fonctions de masse et des distributions du taux de formation stellaire. Ces dernières sont présentées en figure 6.6 et 6.17(b). Comme précédemment, les prédictions des modèles sont comparées à un jeu d'observations (Ilbert et al., 2013; Yang et al., 2009; Ilbert et al., 2010; Caputi et al., 2011).

L'effet d'un facteur de charge plus élevé est clairement visible à grand redshift dans le domaine des faibles masses ($M_\star < 10^{11}\ M_\odot$). En effet, le modèle m_3 produit moins de galaxies à population stellaire peu massive. Pour autant, les densités prédites restent, pour ces époques, bien au dessus de celles mesurées. Toujours pour ces époques reculées, mais à plus haute masse stellaire, les puits de potentiel des halos de matière noire étant plus profonds, les résultats des deux modèles sont identiques, à savoir qu'ils ne produisent pas les galaxies massives observées. Ces masses sont inférieures d'un facteur 2 à 3 vis-à-vis de celle observées.

Dans le cadre des taux de formation stellaire, présentés en figure 6.7, les effets plus intenses de la rétro-action supernovae réduit les taux de formation pour la totalité du domaine de valeurs à $z \simeq 6$ et seulement pour le domaine des faibles taux de formation entre les redshift $z = 4$ et $z = 3$. Cette réduction affecte aussi bien les galaxies à évolution séculaire que celles présentant des flambées de formation stellaire.

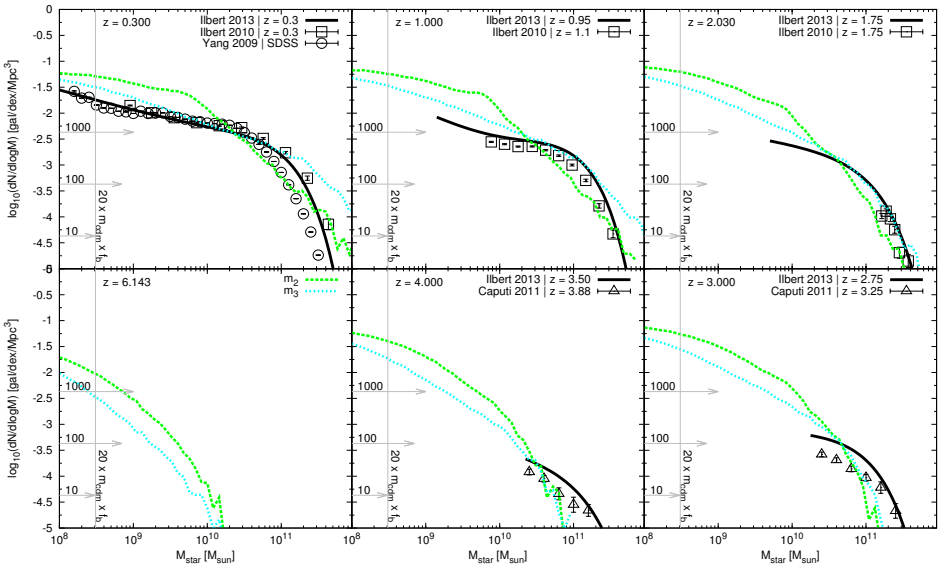


FIGURE 6.6 – Fonctions de masse stellaire pour les modèles m_2 (vert) et m_3 (cyan). Les différents cadrans sont dédiés aux différents redshifts, de $z = 0.3$ en haut à gauche à $z = 6.143$ en bas à gauche. La référence verticale grise indique une masse stellaire caractéristique $M_{lim,cdm} \times \langle f_b \rangle$. La courbe noire en trait plein matérialise la fonction de masse stellaire mesurée dans le cadre du programme COSMOS par Ilbert et al. (2013). Sont également utilisés comme points de comparaison les résultats issus des travaux de Yang et al. (2009) ($z = 0.0$, ronds), Ilbert et al. (2010) ($z \in [0.3 : 2.0]$ carrés), et de Caputi et al. (2011) ($z \in [2.0 : 4.0]$, triangles). A grand redshift, $z > 3$, une plus grande fraction du gaz étant rendu impropre à la formation stellaire par les processus liés aux supernoave dans le modèle m_3, on constate une diminution significative du nombre de galaxies hébergeant des populations stellaires de faible masse $M_\star < 10^{10}\ M_\odot$. En revanche, les puits de potentiel étant trop profonds, aucun changement n'est visible entre les deux modèles pour les structures plus massives. L'incapacité à former des populations stellaires de masse $M_\star < 10^{11}\ M_\odot$ est toujours constatée. A $z < 2$, les fractions d'échappement f_{esc} étant, dans le modèle m_3, en moyenne plus faible que dans le modèle $m2$, les atmosphères chaudes, se développant autour des galaxies du modèle m_3, sont plus massives et donc plus denses. Le processus de condensation y est donc plus intense. Les taux de transfert du gaz entre la phase chaude et la galaxie sont donc plus élevés. L'appauvrissement en gaz constaté pour les structures de masses intermédiaires ($10^{10} < M_\star < 10^{11}\ M_\odot$) est donc plus limité. En revanche, la distribution, dans le domaine des hautes masses et en l'absence de rétro-action liée à l'activité du trou noir central, n'est pas conforme aux observations. On met, ici, le doigt sur la nécessité de réguler, également pour les structures les plus massives, l'activité de formation stellaire.

A plus bas redshift, l'accumulation d'une plus grande quantité de gaz dans les phases chaudes, en lien avec les fractions d'échappement plus faible du modèle m_3, permet la mise en place de processus de condensation plus intenses. Les taux d'alimentation en gaz, des galaxies évoluant dans les halos de masses intermédiaires, sont donc accrus en comparaison à ceux constatés dans le modèle m_2. Il en résulte une augmentation du taux de formation stellaire pour ces objets. Des taux de

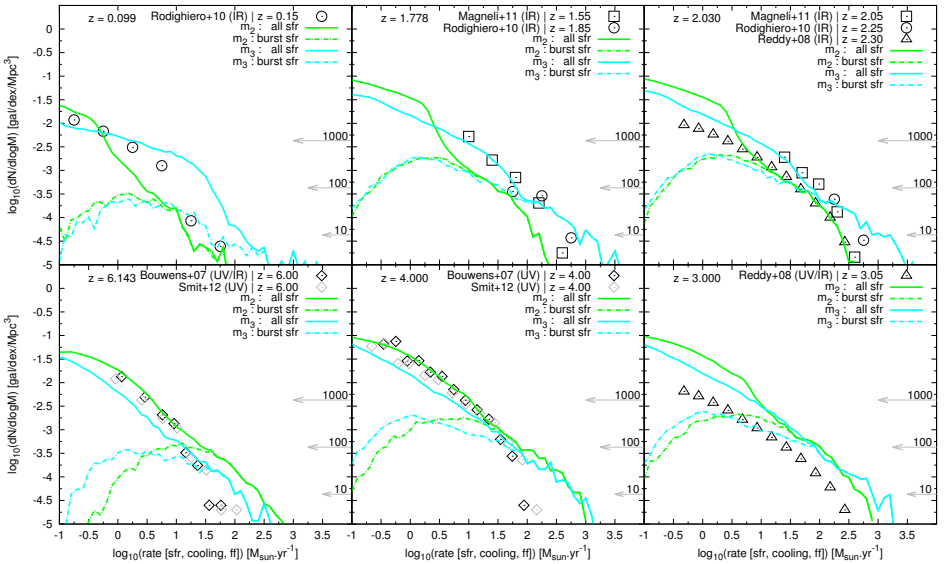


FIGURE 6.7 – Distribution des taux de formation stellaire pour les modèles m_2 (vert) et m_3 (cyan), pour différents redshifts. Les trois flèches horizontales, de longueurs croissantes, indiquent les densités correspondant, vis-à-vis du volume d'Univers pris en compte, à 10, 100 et 1000 halos. Les courbes en traits plein et en pointillé matérialisent respectivement la distribution totale, rassemblant l'ensemble des galaxies identifiées à un instant donné, et la population spécifique des galaxies dites à flambée de formation stellaire. Les prédictions des modèles sont confrontées aux mesures issues d'observations réalisées par Rodighiero et al. (2010b) ($z \in [0.15 : 2.25]$ cercles), Magnelli et al. (2011) ($z \in [1.55 : 2.05]$ carrés), Reddy et al. (2008) ($z \in [2.30 : 3.05]$, triangles) et enfin Bouwens et al. (2007) ($z \in [6.0 : 4.0]$, losanges). L'ensemble des résultats présentés est donné pour une distribution de masse initiale (IMF) de Chabrier (2003). A haut redshift, le facteur de charge étant en moyenne plus élevé dans le modèle m_3, on constate une baisse significative du taux de formation stellaire. A plus bas redshift, la fraction d'échappement, en moyenne plus faible dans le modèles m_3, génère la formation d'une phase chaude plus massive et donc plus dense. Les processus de condensation, étant alors plus efficaces, le taux d'alimentation en gaz de la galaxie est en moyenne plus élevé. La rupture de pente, constatée dans le modèle m_2 et liée à cette forte diminution de l'accrétion en provenance de la phase chaude, n'est pas effective dans le modèle m_3. L'accrétion étant plus forte, le réservoir de gaz de la galaxie est alors converti plus efficacement en étoiles. Les taux de formation stellaire à bas redshift sont donc plus importants dans le modèle m_3. Alors que ces derniers sont en bon accord avec les observations à $z = 1$ et $z \simeq 2$, les taux de formation stellaire semblent être surestimés à $z \simeq 0.1$ par ce même modèle m_3. La raison est à rechercher dans l'absence de rétro-action liée au trou noir central.

formation plus élevés (Fig. 6.7), appliqués à des réservoirs de gaz en moyenne plus importants, conduisent à une densité de galaxies plus importante dans le domaine des masses stellaires intermédiaires ($10^{10} < M_\star < 10^{11}\ M_\odot$).

$z \simeq 0$ et action du trou-noir central

Les vignettes supérieures gauches des figures 6.6 et 6.7 présentent la fonction de masse et la distribution du taux de formation stellaire pour des redshifts respectifs de $z = 0.3$ et $z \simeq 0.1$. Le modèle m_3, utilisant la modélisation des processus de rétro-action proposée par Somerville et al. (2008), présente des sur-estimations du nombre de galaxies très massives et des taux de formation stellaire. Ces résultats sont à mettre au compte de l'absence de processus de rétro-action liés à l'activité du trou-noir central.

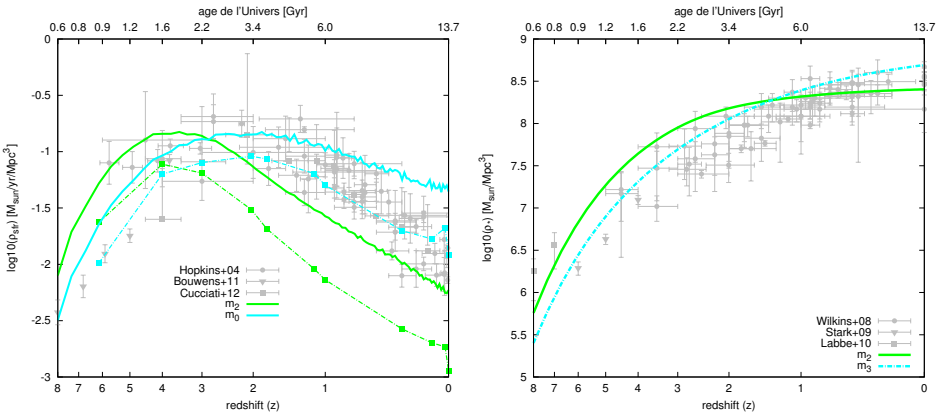
En effet, on rappelle que ces processus n'ont pas été intégrés au modèle m_3. Or, il semble, au regard, par exemple, des travaux de Cattaneo et al. (2006) et de Croton et al. (2006), que la prise en compte de ces processus de rétro-action liés au trou-noir soit une condition indispensable à la limitation de la formation stellaire dans les galaxies hébergées dans les halos les plus massifs. Même si les processus d'action ne sont pas encore bien établis, les différents travaux traitant ce sujet s'accordent sur le besoin de réduire (Croton et al., 2006), voire de stopper totalement (Cattaneo et al., 2006) l'alimentation en gaz en provenance de la phase chaude.

Dans notre approche, la construction d'un flux de gaz très chaud $T \simeq 10^7\ K$, associé à l'activité du trou-noir central, et le suivi explicite de la température et du profil de densité de la phase chaude, s'inscrivent dans la volonté de suivre ce processus. Le modèle m_2 utilise cette approche. Le fort chauffage et la forte fraction d'échappement qui lui sont associés permettent de réduire très fortement le taux de condensation et donc de réduire le taux de formation stellaire et la progression de l'assemblage en masse stellaire des galaxies abritées par les halos les plus massifs.

Malgré cela, l'hypothèse de redistribution homogène de l'énergie interne dans l'atmosphère chaude limite son impact. En conséquence, le processus doit être amplifié. Pour cela, les modèles m_1 et m_2 s'appuient sur un effet supplémentaire. Lorsque le trou-noir est considéré comme actif ($L_{bol,\mathcal{AGN}} > 0.01 L_{Edd}$, Eq. 4.72), la progression du temps d'horloge, associée au processus de condensation de la phase chaude, est stoppée. Ainsi, le rayon r_{cool} (Eq. **??**), définissant la région au sein de laquelle le processus de condensation est possible, ne peut plus évoluer. L'hypothèse sous-jacente consiste à considérer qu'un tel processus intensif de chauffage ne peut être couplé à une progression de l'intensité du processus de condensation. Ceci limite encore davantage l'efficacité du processus d'alimentation en gaz de la galaxie. Bien entendu, dès lors que le trou noir ne respecte plus le seuil minimal d'acti-

vité, le temps d'horloge de la phase chaude reprend sa progression avec l'évolution temporelle.

Ce mécanisme conduit, comme souhaité, à une forte limitation de la croissance en masse stellaire des galaxies hôtes des halos les plus massifs. En revanche, son impact est trop précoce et mal distribué dans le domaine de masse. En effet, l'apparition des ruptures de pente, constatées dans les fonctions de masse et les distributions du taux de formation stellaire, correspond à l'émergence des trou noirs actifs. Il agissent donc trop tôt. De plus, la modification de la pente de la fonction de masse, associée à la mise en place de ce phénomène, n'est pas compatible avec celle observée. En conséquence, il semble que l'action du trou noir central soit un mécanisme complexe qui se doit d'être approfondi, même si sa mise œuvre via la réduction de l'efficacité du processus de condensation semble une bonne piste de recherche, corroborée par plusieurs travaux (e.g. Cattaneo et al., 2006; Croton et al., 2006).



(a) (b)

FIGURE 6.8 – Evolution de la densité moyenne du taux de formation stellaire (a) et de la densité moyenne de masse stellaire (b) au cours du temps. Dans les deux vignettes, les courbes vertes et cyan matérialisent respectivement les résultats des modèles m_2 er m_3. Dans le cadran gauche, les courbes, en trait plein et en pointillés, matérialisent respectivement les mesures effectuées sur la totalité de la population de galaxies et sur la sélection plus restreinte de celles dites à flambée de formation stellaire. Dans les deux cas, les prédictions des modèles sont comparées à des jeux de données issus de l'observation : Hopkins & Beacom (2006), Bouwens et al. (2011) et Cucciati et al. (2012) pour la densité moyenne du taux de formation stellaire, Wilkins et al. (2008), Stark et al. (2009) et Labbé et al. (2010), pour la densité de masse stellaire.

Pour clore cette comparaison, il est important de vérifier l'impact d'un mécanisme de rétro-action plus intense sur l'assemblage en masse et sur l'évolution du taux

de formation stellaire au cours du temps. Comme précédemment, les figures 6.8(a) and 6.8(b) présentent l'évolution de ces deux grandeurs. Les prédictions du modèle m_3, utilisant la description des processus de rétro-action issue du modèle de Somerville et al. (2008), sont matérialisées par les courbes cyan. L'effet le plus visible tient dans la translation du pic de formation stellaire vis-à-vis du modèle standard m_2, utilisant le même modèle de photo-ionisation. En effet, le fait de permettre, dans le modèle m_3, le chauffage d'une plus grande quantité de gaz, le rendant ainsi impropre à la formation stellaire, retarde significativement la production d'étoiles. On remarque donc que le maxima d'intensité est localisé entre les redshits $z = 3$ et $z = 1$, période qui s'accorde avec les résultats issus d'observation (Hopkins & Beacom, 2006; Bouwens et al., 2011; Cucciati et al., 2012). Même si la comparaison semble indiquer un bon accord avec les observations, il ne faut pas perdre de vue le fait que les fonctions de masse évaluées pour une grande gamme de redshifts indiquent une masse stellaire trop importante dans les objets de faible masse et ce, d'autant plus que le redshift est élevé.

Pour les bas redshifts $z < 1$, l'excès de formation et de masse stellaire est une conséquence directe de la non prise en compte des processus de rétro-action liée à la formation et l'évolution du trou-noir central, ou plus généralement en relation avec les effets d'environnement dans les structures les plus massivess.

On peut enfin ajouter que le développement plus prononcé de l'atmosphère chaude dans le modèle m_3, conduisant à des taux élevés de condensation de la phase chaude, confère aux galaxies une réserve en gaz plus importante que dans celles issues du modèle m_2. Ainsi, ce réservoir de gaz étant plus important, les phases de flambée de formation stellaire, induites par les fusions, peuvent également être plus intenses. Le plus faible écart constaté dans le modèle m_3 entre les distributions du taux de formation stellaire, calculées sur l'ensemble de la population (courbe trait plein), et sur le groupe plus restreint des galaxies à flambée de formation stellaire (courbes pointillées), vis-à-vis de celui résultant du modèle m_2, peut donc s'expliquer par cette plus grande quantité de gaz disponible.

6.4 Un constat d'échec

6.4.1 L'inefficacité des mécanismes de régulation de formation stellaire conduisant à la sur-production de galaxies peu massives

Retour sur les travaux présentés ici ...

Les différents résultats présentés précédemment, et issus de modèles prenant en compte des intensités différentes pour les mécanismes de photo-ionisation et de rétro-action, s'accordent malgré cela sur un point : la sur-production de masse stellaire dans les structures les moins massives. Ces dernières, étant historiquement les premières formées, ce problème de formation stellaire excessive est d'autant plus prononcé que le redshift est élevé.

Pour ces travaux de thèse, j'ai essentiellement pris en compte deux jeux de paramètres différents pour les processus de photo-ionisation (Gnedin, 2000; Okamoto et al., 2008). Les deux modèles, m_1 et m_2, qui leurs sont dédiés, présentent des différences significatives à bas redshift, mais, malgré cela, la limitation des taux d'accrétion, conséquence directe de la photo-ionisation du gaz par les quasars et les premières population d'étoiles, ne semble pas être suffisamment forte pour significativement réduire l'activité de formation stellaire dans les structures de faibles masses.

En plus de la photo-ionisation du gaz, les modèles standards, que j'ai développés dans ces travaux, prennent en compte les effets de rétro-action liés à la redistribution dans le milieu interstellaire de l'énergie produite par les explosions d'étoiles en fin de vie et/ou l'activité du trou-noir évoluant au centre de la galaxie. Ces deux mécanismes, s'appuyant sur le chauffage ou l'expulsion pure et simple du gaz du milieu interstellaire, ne semblent pas non plus être assez puissants pour réduire significativement la production d'étoiles, et ce, même dans le cas d'une redistribution très favorable (m_3 : Somerville et al. (2008)) de l'énergie.

... Et commentaires sur quelques autres modèles de la littérature

Ce problème de régulation de la formation stellaire est omniprésent dans l'ensemble des modèles semi-analytiques, proposés par les différentes équipes au travers le monde. Certains de ces modèles (Somerville et al., 2008; Guo et al., 2011) jouent la carte de l'éjection intensive. Ils proposent ainsi, dans le cadre des petites structures à grands redshifts, des facteurs de charge extrêmement importants couplés à

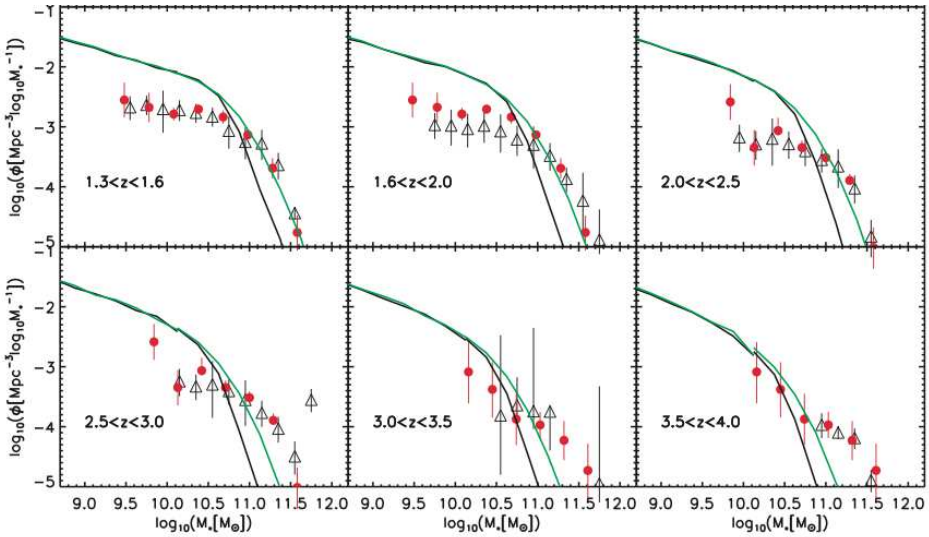


FIGURE 6.9 – Fonction de masse stellaire prédite par le modèle semi-analytique de formation et d'évolution des galaxies, proposé par Guo et al. (2011) (*The Munich model*). On constate que ce modèle, comme ceux construits durant cette thèse, prédit une sur-production d'étoiles dans les petites structures pour les redshift $z > 1$. Les objets présentant une masse stellaire $M_\star < 10^{10.5}\ M_\odot$ sont en effet trop nombreux. De plus, les structures les plus massives ($M_\star > 10^{11}\ M_\odot$), observées à ces mêmes époques ne sont pas formées par ce modèle. On retrouve également ce problème dans les modèles développés dans ces travaux.

l'utilisation d'un réservoir de gaz extérieur au halo (intergalactique), alimenté par le gaz ne pouvant rester captif de ce dernier. Comme pour le modèle de (Somerville et al., 2008), la vitesse des vents est fixée à une valeur constante $V_{wind} = 650\ km/s$ ce qui, au regard des observations, est une vitesse très élevée, mais qui permet d'assurer l'expulsion du halo [5]. En effet, les vitesses moyennes pour le flux de gaz sortant sont mesurées dans une gamme allant de 100 km/s à 650 km/s (e.g. Shapley et al., 2003; Verhamme et al., 2008; Weiner et al., 2009).

Cette approche, encore un cran plus en avant en terme d'efficacités vis-à-vis du modèle m_3 (Somerville et al., 2008), donne de bons résultats aux bas redshifts mais ne semble toujours pas être en mesure de reproduire le domaine inférieure des fonctions de masse stellaire à grands redshifts ($z < 1$). La figure 6.9 est extraite de Guo et al. (2011). On constate nettement l'excès important d'objets présentant des faibles masses stellaires ($M_\star < 10^{10.5}\ M_\odot$).

5. La question de la quantité d'énergie nécessaire à la mise en place de telles vitesses globales pour les supernovae se doit d'être posée. Quelle énergie reste-t-il alors pour le chauffage et le rayonnement ? La formulation des taux d'éjection dans les travaux de Somerville et al. (2008) et/ou Guo et al. (2011) ne permettent pas de les exprimer simplement.

En parallèle au fait que la mise en place de processus d'éjection intensifs ne semble pas plus à même de reproduire les fonctions de masse, elle s'accompagne d'un effet indésirable dans le domaine des structures de masses intermédiaires $< M_h < 10^{10.5}\ M_\odot$. En effet, les très hautes vitesses, attribuées au flux sortant, imposent dans le modèle de Guo et al. (2011) une forte fraction d'échappement, et ce, même pour les halos de masses intermédiaires. Ainsi, si rien n'est fait, le coude de la fonction de masse n'est pas reproduit. A l'image des fonctions de masse présentées en figure 6.1, les distributions prédites *traversent littéralement*, aux alentours de $M_\star < 10^{10}\ M_\odot$, celles issues des observations. Pour une large gamme de redshifts, les densités de galaxies observées sont alors supérieures, dans ce domaine particulier de masse ($10^{10.5} < M_\star < 10^{11.5}\ M_\odot$), à celle prédites par les modèles. L'explication est simple, la sur-production d'éjecta, couplée à la réduction de l'accrétion, en raison du basculement vers un mode chaud dominant, ne permet plus au galaxies d'être alimentées suffisamment en gaz. Le rythme de formation stellaire se voit alors fortement réduit. Pour palier à ce problème, les modèles font appel à un cycle de réaction à long temps dynamique (Guo et al. (2011) Eq. 23 ; (Somerville et al., 2008) Eq. 14). Le gaz, initialement éjecté et stocké dans le réservoir intergalactique, est progressivement ré-intégré à la phase chaude. Il subit à nouveau les processus de condensation et vient ainsi augmenter le taux d'accrétion sur la galaxie [6].

6.4.2 Quid de la densité de structures peu massives ?

Même si dans les modèles semi-analytiques ou les simulations hydrodynamiques le problème de la sur-production de masse stellaire dans les structures les moins massives a toujours été abordé sous l'angle d'une mauvaise prise en compte des processus de rétro-action, une seconde hypothèse se doit d'être posée. En effet, deux raisons peuvent expliquer la faible densité de galaxies observées dans ce régime des faibles masses stellaires.

– Soit, et c'est le chemin pris généralement, les phénomènes de rétro-action sont en effet mal compris et mal pris en compte. Les galaxies, abritées par les halos de matière noire les moins massifs, qui peuplent excessivement ce régime de masse, seraient alors en réalité distribuées sur une plus grande plage de masse, certaines présentant des masses stellaires plus importantes,

6. Un certain nombre de questions peuvent se poser alors : quel est l'état du gaz dans ces composantes inter-galactiques ? Pourquoi ne condense-t-il pas durant de si longues durées ? Quelles sont précisément les conditions de la réaction ?

d'autres beaucoup plus faibles.

– Soit, et c'est là toute l'interrogation, les halos de matière noire de faibles masses, hôtes de ces nombreuses galaxies, sont en fait eux-même trop nombreux. L'origine du problème serait alors beaucoup plus profonde, remettant en cause le modèle standard de la cosmologie.

On comprend alors, au regard des exceptionnels résultats de la mission *Planck* et des nombreuses observables (e.g. lentillage gravitationnel, structure des amas, courbes de rotation), parfaitement explicables via le modèle actuel de la matière noire, qu'il semble très peu probable que ce paradigme soit mis en défaut, d'autant plus que les processus physiques intervenant au cœur des phénomènes de rétro-action, supernovae et trous noirs actifs, sont en effet loin d'être parfaitement compris et maîtrisés. Les modèles de rétro-action et de régulation seront donc encore au centre des attentions de nombreux futurs travaux.

6.5 Des principes forts de régulations aux faibles masses

6.5.1 Deux voies distinctes de régulation

De la sur-production d'étoiles dans les structures peu massives, il est trivial de déduire la présence excessive, dans les galaxies formées, de gaz en mesure de former des étoiles. Pour réduire cette masse de gaz, on peut invoquer deux raisons possibles :

Je ne suis jamais arrivé !

La première consiste à considérer que le gaz n'a, en réalité, pas pu être accrété si rapidement par la structure galactique, tout du moins pas en si grande quantité. Le gaz n'ayant pu refroidir aussi rapidement que cela est considéré dans les modèles à l'heure actuelle.

On retrouve, ici, l'idée de régulation de l'accrétion, portée par des mécanismes de type chauffage à grande échelle, du gaz inter-halos. Les phénomènes de photo-ionisation en sont un exemple. Peut-on alors envisager des processus aboutissant à un tel type de chauffage à grande échelle ? Certains évoquent les rayonnements cosmiques de haute énergie. Ces derniers sont produits par les phénomènes les plus violents de notre Univers, comme l'activité des trous noir ou les collisions d'étoiles.

L'impact de tels rayonements sur le gaz est encore mal compris. Les facteurs de couplage entre ces radiations et le gaz sont difficile à contraindre. Mais, faut-il encore que l'évolution des structures déjà formées puisse conduire à l'émergence de tels phénomènes. Le problème dit de la source se pose alors. Comment savoir à quel moment une régulation trop importante d'un phénomène conduit au paradoxe de la non existence de la source même de régulation ? En d'autres termes, comment savoir à quel point l'accrétion sur les structures peut être réduite, tout en conservant la possibilité de formation des trous noirs et d'une population stellaire suffisamment développée pour produire le rayonnement, source du chauffage ?

Je suis très vite reparti !

Le second mode de régulation consiste à considérer que le gaz est effectivement accrété, qu'il participe à la production d'étoile mais que les phénomènes liés à la formation et à l'évolution stellaire conduiraient à rendre impropre une grande fraction du gaz, par chauffage ou par injection d'énergie turbulente. On se place alors dans le domaine des rétro-actions qui ont été abordées tout au long de ce manuscrit. Les tests et les comparaisons menés durant cette thèse semblent indiquer une certaine inefficacité de ces processus à réguler suffisamment la formation stellaire. Même dans les cas les plus extrêmes, impliquant des facteurs de charge très importants, les densité de galaxies produites ne sont pas en accord avec les observations. Alors, comme précédemment, peut-on envisager l'existence d'autre mécanismes de chauffage ou des mécanismes permettant l'expulsion d'une grande quantité de gaz ? Les récents travaux de Agertz et al. (2012) citent l'exemple du phénomène de pression de radiation. En effet, les photons émis par les étoiles, surtout jeunes, exercent sur l'environnement une certaine pression, certes faible mais qui, intégrée sur l'ensemble des sources de rayonnement et sur le temps, pourrait conduire à un effet significatif créant un flux global de gaz. Piste à suivre ? !

6.5.2 Le modèle de Bouché et al. (2010)

Les travaux menés par Bouché et al. (2010) explorent la première hypothèse, celle de la *non-accrétion*.

Un modèle simple de croissance des structures

Par la donnée d'une relations moyenne, issue de mesures effectuées sur des simulations hydrodynamiques, traitant l'évolution du taux de croissance en masse

des structures de matière :

$$\dot{M}_h = 510 \left(\frac{M_h}{10^{12}}\right)^{1.1} \left(\frac{1+z}{3.2}\right)^{2.2} \quad M_\odot/an$$

Bouché et al. (2010) déduisent, sous la contrainte d'un paramètre d'efficacité (ε_{in}) et d'un couplage matière noire-baryons, s'effectuant à hauteur de la fraction baryonique universelle $\langle f_b \rangle$, le taux d'alimentation en baryons d'une structure.

$$\dot{M}_{gas} = \varepsilon_{in} \langle f_b \rangle \dot{M}_h \quad M_\odot/an \tag{6.4}$$

La quantité de gaz accumulé progressivement est alors soumise à la formation stellaire et à l'expulsion de gaz. La transformation du gaz en étoiles est effectuée dans les conditions de la loi de Kennicutt (1998b) (Sect. 4.4.6 Eq. 4.48). Le temps dynamique utilisé suit la relation :

$$t_{dyn} = 2 \times 10^7 \left(\frac{1+z}{3.2}\right)^{-1.5} \quad an$$

Le taux d'éjection est relié au taux de formation stellaire via un facteur de charge proche ou égale à 1 (e.g. Rupke et al., 2002; Heckman et al., 2000).

Ainsi, ce modèle simple permet de suivre l'évolution d'un réservoir de gaz et de la masse stellaire assemblée. Bien entendu, ce modèle est dédié au suivi de halo individuel dont on se donne la masse de départ. Il n'est pas construit sur le suivi d'abres de fusion, et ne peut donc pas prendre en compte les effets d'environnement et de fusion. En revanche, il permet de tester un certain nombre de processus simples de régulation et d'en déduire les conséquences principales.

Trois procédures différentes pour l'accrétion et/ou la conversion du gaz en étoiles

Via ce modèle, Bouché et al. (2010) explorent l'impact de trois procédures différentes d'alimentation et/ou de formation stellaire.

Dans une première variante, l'accrétion est considérée comme continue, régie par l'équation 6.4 et non altérée. Le gaz est progressivement transformé en étoiles et/ou éjecté. Ce premier modèle est référencé sous l'appellation : *noMmin*.

Dans une seconde version, l'accrétion est fortement contrainte. L'alimentation en gaz de la galaxie ne peut s'effectuer que pour des structures plus massives que $M_h = 10^{11} M_\odot$. Cette approche simule une impossibilité d'accrétion pour les halos

les moins massifs en raison, par exemple, de processus de chauffage à grande échelle. Lorsque l'accrétion est permise, la masse de gaz croît, il est alors progressivement transformé en étoiles ou expulsé. Cette seconde approche est référencée sous le nom : *accFloor*.

Enfin, dans une troisième variante, l'accrétion en gaz n'est plus contrainte mais, cette fois-ci la formation stellaire ne peut être mise en place que pour les halos de masse $M_h > 10^{11} M_\odot$. Il s'agit, en quelque sorte, d'un retard à l'allumage ! Ce dernier modèle est désigné par : *sfrFloor*.

Dans les trois cas précédents, un seconde règle de limitation de la formation stellaire est mise en place. Elle concerne la régulation à haute masse. En effet, comme il à été décrit précédemment, certains travaux comme ceux de Cattaneo et al. (2006) ont mis en lumière le besoin de fortement réguler l'accrétion en gaz dans les structures les plus massives. Sans cette régulation, les masses stellaires assemblées dans ce type de structure (essentiellement présentes à bas redshifts) excèdent fortement celles observées. Ainsi, Bouché et al. (2010) imposent un second seuil $M_h > 1.5 \times 10^{12} M_\odot$ au delà duquel les structures ne peuvent plus accréter de gaz.

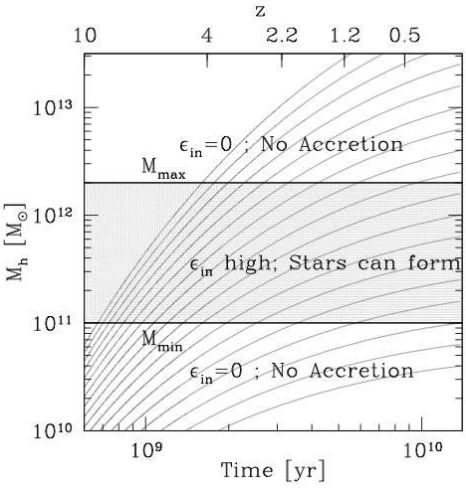


FIGURE 6.10 – Suivis de l'assemblage en masse au cours du temps de halos individuels. Les différentes courbes grises matérialisent la croissance en masse d'un certain nombre de structures, des plus petites aux plus massives. Pour ces objets, le modèle *accFloor* n'autorise le processus d'accrétion que dans la zone centrale, définie par les deux limites ,$M_{min} = 10^{11} M_\odot$ et $M_{max} = 1.5 \times 10^{12} M_\odot$. On constate donc que les plus petites structures ne sont pas en mesure de former des étoiles. [figure extraite de Bouché et al. (2010)].

La figure 6.10 illustre la progression au cours du temps de l'assemblage en masse pour un certain nombre de structures, des plus petites au plus massives. La zone grise, définie entre les masses limites $M_{min} = 10^{11} M_\odot$ et $M_{max} = 1.5 \times 10^{12} M_\odot$, matérialise le domaine de masse au sein duquel l'accrétion et donc la formation stellaire est autorisé dans le modèle *accFloor*.

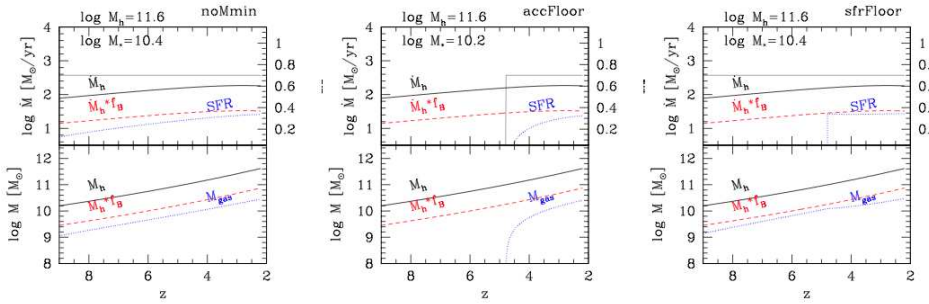


FIGURE 6.11 – Evolution en fonction du temps de plusieurs grandeurs clés associées à un halo de masse $M_h = 10^{11.6}\ M_\odot$. Chacune des trois différentes vignettes est dédiée à une variante du modèle. Les cadrans supérieurs regroupent les évolutions du taux d'accrétion de matière noire (courbe noire), du taux d'accrétion en baryons (courbe en tirets rouge) et du taux de formation stellaire (courbe bleue pointillée). Est également tracée par une droite grise, référencée par l'axe des ordonnées de droite, la valeur du paramètre d'efficacité de l'accrétion. Les cadrans inférieurs regroupent l'évolution des masses : halo de matière noire (courbe noire), masse maximale de gaz possible (courbe tirets rouge) et masse effective de gaz (courbe bleu pointillée). Dans le premier modèle *noMmin*, l'accrétion n'est pas limitée, la formation stellaire se déroule donc en étroite relation avec cette dernière (*steady-state mode*). La masse d'étoiles formée est alors importante $M_\star = 10^{10.4} M_\odot$. Dans le second cas, *accFloor*, l'accrétion n'est possible qu'au delà d'un certain seuil de masse du halo hôte (discontinuité de l'efficacité d'accrétion). La masse de gaz ne s'initie qu'à partir de cet instant, la formation stellaire également. La masse stellaire assemblée au final s'en trouve réduite : $M_\star = 10^{10.2} M_\odot$. Enfin, dans le dernier cas, l'accrétion est constamment autorisée. En revanche, la formation stellaire ne peut s'effectuer qu'au delà d'un seuil en masse (discontinuité du taux de formation stellaire, SFR). Malgré cela, la masse stellaire assemblée ($M_\star = 10^{10.4} M_\odot$) est identique à celle du premier modèle, sans régulation. L'explication tient dans le fait que le gaz accumulé progressivement avant le passage du seuil, est transformé violemment en étoiles ($SFR >> 1$). Ce rythme très élevé de formation stellaire, appliqué sur un temps long, conduit irrémédiablement à une population stellaire massive. [figure extraite de Bouché et al. (2010)]

La figure 6.11 présente l'évolution prédite par les trois différents modèles, pour plusieurs grandeurs clés associées à un halo de masse $M_h = 10^{11.6}\ M_\odot$. Les cadrans supérieurs regroupent les évolutions du taux d'accrétion de matière noire (courbe noire), du taux d'accrétion en baryons (courbe en tirets rouge) et du taux de formation stellaire (courbe bleue pointillée). Est également tracée par une droite grise, référencée par l'axe des ordonnées de droite, la valeur du paramètre d'efficacité de l'accrétion. Les cadrans inférieurs regroupent l'évolution des masse : halo de matière noire (courbe noire), masse maximale de gaz possible (courbe tirets rouge) et masse effective de gaz (courbe bleu pointillée). Dans le premier modèle (*noMmin*), où aucune contrainte n'est appliquée à l'accrétion, le phénomène d'équilibre (*steady-state mode*) entre accrétion et rythme de formation stellaire est parfaitement visible. L'assemblage de la masse stellaire se fait continûment. La population

stellaire ainsi créée atteint une masse élevée de $M_\star = 10^{10.4} M_\odot$. A contrario, pour le second modèle (*accFloor*), l'accrétion en gaz n'est autorisée qu'au delà d'un certain seuil $M_{min} = 10^{11} M_\odot$. L'efficacité passe en effet de $\varepsilon_{in} = 0$ à $\varepsilon_{in} \simeq 0.7$. La masse de gaz disponible pour la formation stellaire ne progresse qu'à partir de cette même limite. Le taux de formation stellaire croît alors progressivement. Ces conditions conduisent, pour le même halo, à une masse stellaire moindre : $M_\star = 10^{10.2} M_\odot$. Enfin, le troisième modèle (*sfrFloor*) impose un seuil de déclenchement de la formation stellaire, mais ne limite en rien l'accrétion. Ainsi, même si l'allumage de la formation stellaire est retardé, la quantité de gaz accumulée avant le passage du seuil, entraîne la mise en place d'un rythme très élevé de formation stellaire. Ce fort taux, appliqué continûment durant un temps long, conduit irrémédiablement à une masse stellaire ($M_\star = 10^{10.4} M_\odot$) identique à celle produite par le modèle sans régulation.

Résultats principaux

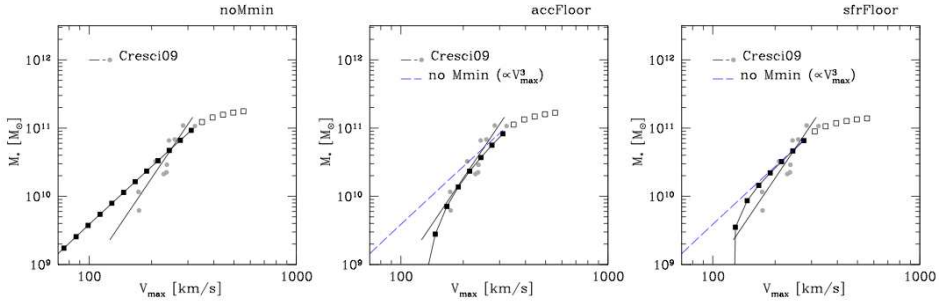


FIGURE 6.12 – Relation dite de Tully-Fisher prédite par le modèle de Bouché et al. (2010) et comparée, pour les trois modèles, aux observations réalisées par Cresci et al. (2009) (points gris). Les deux grandeurs reliées sont : la vitesse maximale du profil de rotation circulaire du halo de matière noire V_{max} et la masse stellaire $M_\star$. On constate que la pente de la relation prédite par le modèle, utilisant un seuil en accrétion (*accFloor*), présente un meilleur accord avec les observations que les deux autres modèles testés. On remarque également une réduction significative de la masse stellaire dans les halos les moins massifs (faible V_{max}) vis-à-vis de celle prédite par les autres modèles. Comme attendu, le modèle *noMmin* prédit un excès de masse stellaire dans les plus petites structures. On peut ajouter que le modèle *sfrFloor*, après avoir présenté une légère réduction de la masse stellaire dans les petites structure, tend, pour les structures plus massives, vers un comportement similaire au modèle *noMmin*, n'utilisant aucune régulation. [figure extraite de Bouché et al. (2010)]

La figure 6.12 présente l'un des résultats principaux des travaux de Bouché et al. (2010). Il s'agit de la relation dite de Tully-Fisher. Cette dernière relie la masse stellaire abritée par une galaxie à la vitesse d'orbite maximale V_{max} du halo

de matière noire qui l'héberge. Cette vitesse étant reliée à la masse du halo de matière noire, la relation de Tully-Fisher consitue un intermédiaire à la relation M_h-$M_\star$ tout en reproduisant sensiblement les mêmes effets. Les trois différents cadrans présentent les résultats issus des différents modèles. Les prédictions de ces derniers sont comparés à un jeu de données issues de l'observation Cresci et al. (2009). On constate que le meilleur accord avec les observations est porté par le modèle *accFloor*, imposant un seuil pour l'initiation du processus d'accrétion. Au contraire, le modèle sans régulation (*noMmin*) conduit à un excès de masse stellaire dans les petites structures (faible V_{max}). On retrouve, ici, le résultat standard des modèles présentés dans cette thèse. Le dernier modèle (*sfrFloor*) bien qu'également construit sur un processus de régulation ne présente pas d'aussi bons résultats que le modèle *accFloor*. En effet, même si une forte réduction de la masse stellaire est constatée pour les plus petites des structure, l'évolution de la relation prédite par le modèle *sfrFloor* tend progressivement, vers un comportement similaire au modèle *noMmin* n'utilisant aucune régulation.

Au regard des travaux de Bouché et al. (2010), il semble qu'à l'instar de la masse critique $M_{max} \simeq 10^{12} M_\odot$, au delà de laquelle les structures massives sont restreintes dans leur accrétion, en raison d'effets d'environnement ou de l'action du trou-noir central, il existerait potentiellement un masse critique $M_{min} \simeq 10^{11} M_\odot$, en deçà de laquelle le processus de formation stellaire serait également fortement restreint, voire inexistant. Dans les conditions du modèle *sfrFloor*, où l'ensemble du gaz est disponible à la formation stellaire, mais ou celle-ci ne s'enclenche qu'au delà de la masse limite, les résultats ne sont pas satisfaisant, le gaz disponible étant converti très rapidement en étoiles dès l'ignition des processus de formation stellaire. La limitation pure et simple de l'accrétion dans les plus petites des structure semble donc ici la seule solution satisfaisante. Reste-t-il encore à comprendre les raisons et les mécanismes responsables de cet *non-accrétion*. Bouché et al. (2010) s'appuient sur les processus de photo-ionisation pour expliquer cette forte réduction. Or, comme il est présenté ici, ce mécanisme ne peux générer, à lui seul, une réduction aussi forte de l'accrétion pour des halos aussi massifs que $M_{min} \simeq 10^{11} M_\odot$. La question reste donc posée.

6.5.3 Recettes *ad-hoc* de régulation de la formation stellaire

Motivations

A l'image des travaux de Bouché et al. (2010), j'ai souhaité mettre en place un certain nombre de lois *ad-hoc* de régulation de la formation stellaire dans les petites structures. Ces mécanismes ne cherchent pas à limiter l'accrétion issue de l'environnement ($\mathcal{H}_{cold}$, $\mathcal{H}_{hot}$) mais à agir au sein même de la galaxie, dans les composantes de disque et de bulbe.

Même si quelques pistes de justification peuvent être apportées (Sect. 6.5.5), la motivation de ce travail réside plus dans la volonté d'estimer l'amplitude de l'effet de régulation qu'il faut apporter pour rendre compte des observations.

Premières modifications

Comme il a été décrit tout au long de ce manuscrit, l'activité de formation stellaire dans les petites structures se doit d'être réduite. Le moyen le plus simple et le plus direct consiste à modifier fortement l'efficacité de conversion du gaz en étoiles, en d'autres termes, modifier la loi de Kennicutt (1998b). Les modifications ont débuté par la mise en œuvre d'un certain nombre de lois attribuant à la célèbre relation des pentes différentes dans différents domaines de densité surfacique de gaz. Ces première expériences se sont vite révélées infructueuses, les modifications ne conduisant qu'à d'infimes changements du comportement global.

Une efficacité dépendante de la masse du halo

Les modèles d'*abundance matching* (e.g. Moster et al., 2010; Béthermin et al., 2012; Behroozi et al., 2010) tendent à indiquer une relation entre la masse stellaire et la masse du halo, dans le domaine inférieur de masse $M_h < 10^{12} M_\odot$, telle que $M_\star/M_h \propto M_h^2$. Ainsi, l'efficacité de formation stellaire $\varepsilon_\star$ (Sect. 4.4.6 Eq. 4.48) est fortement modifiée telle que :

$$\varepsilon_\star \rightarrow \varepsilon_\star MIN \left[1,\ \left(\frac{M_{halo}}{10^{12}\ M_\odot}\right)^3\right]$$

Cette nouvelle définition permet d'inhiber très fortement la formation stellaire dans les structures moins massive, puis de permettre une croissance progressive de l'efficacité en lien avec la croissance en masse du halo hôte. Cette modification est mise en place dans le modèle référence m_4.

Même si, nous le verrons par la suite, cette variante du modèle conduit à de bons résultats, il semble difficile d'accorder du crédit à une modification aussi forte de l'efficacité de formation stellaire, intervenant dans la relation de Kennicutt (1998b). En effet, aucune observation n'est venue à l'heure actuelle contredire cette celèbre relation, sa validité ayant été testée avec succès sur des galaxies identifiées à des redshifts élevés $z \simeq 2$ (e.g. Bouché et al., 2007).

Afin de respecter la loi de Kennicutt (1998b), le système de régulation de l'activité de formation stellaire mis en place s'appuie sur une nouvelle composante de gaz, utilisée comme intermédiaire entre l'accrétion du gaz et sa conversion en étoiles. Cette zone tampon est associée à une restructuration du gaz dans la composante alimentée par l'accrétion : le disque.

6.5.4 Un gaz impropre à la formation stellaire, une nouvelle composante

Trop de gaz disponible pour la formation stellaire !

La phénomène de production excessive d'étoiles touche principalement les structures de faibles masses. Ces dernières sont alimentées principalement par le mode d'accrétion froid, le plus efficace. Une fois que le gaz est dans le disque, celui-ci est à même d'être converti immédiatement en étoiles. C'est là tout le problème.

En effet, les premières structures formées présentent des tailles et des temps dynamiques caractéristiques relativement faibles ($r_{\mathcal{D},90} = 1\ kpc$ et $t_{\mathcal{D}} = 10^7\ ans$ en moyenne à $z = 4.0$). Ces propriétés géométrique et dynamique conduisent à des taux de formation stellaire élevés qui, appliqués en équilibre avec une accrétion continue et intense, conduisent irrémédiablement à une sur-production d'étoiles.

Définition et utilisation d'un réservoir tampon

L'idée est alors de retarder cette formation stellaire en insérant, entre les instants où le gaz est accrété et où il participe effectivement à la production de nouvelles étoiles, un certain délai. Ce délai est obtenu via le stockage, au sein d'un réservoir tampon, d'une très grande fraction (95%) du gaz en provenance du mode froid de l'accrétion. Tant que le gaz est présent dans cette nouvelle composante de transition, il est considéré comme impropre à la formation d'étoiles. Puis, il sera progressivement converti en gaz apte à former les nouvelles générations d'étoiles.

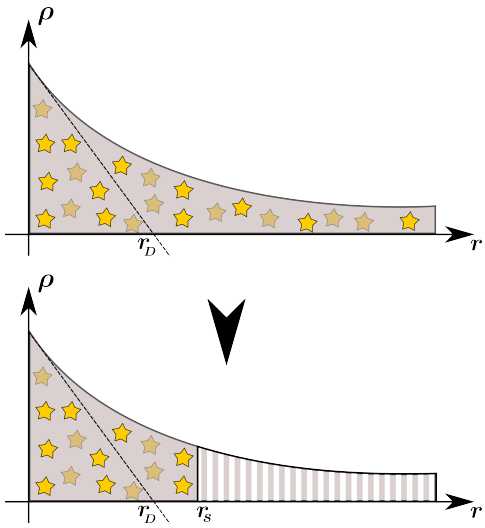


FIGURE 6.13 – Schémas de la distribution en densité de masse de la composante disque. Alors que dans le premier cas, l'ensemble du gaz, distribué sur la totalité de l'extension du disque, est à même de former des étoiles, dans le second cas, deux composantes de gaz cohabitent. Un premier type de gaz, pouvant former des étoiles, est concentré au centre : $r < r_s$. Le second type, impropre à la formation stellaire est distribué à la périphérie extérieure, $r > r_s$. Les étoiles formées sont considérées comme évoluant en relation étroite avec le gaz dont elles sont issues, leurs masses sont donc distribuées dans la même région centrale.

Dans ce nouveau modèle, référencé m_5, la masse de gaz disponible à la formation stellaire est donc fortement réduite, de par l'utilisation du réservoir tampon. Afin de respecter la loi de Kennicutt (1998b), le gaz susceptible de former les étoiles ne peut pas être considéré comme étant distribué de façon homogène dans le disque. En effet, réduire la quantité de gaz disponible à formation stellaire, sans lui associer une restructuration du disque, reviendrait simplement à réduire l'efficacité de la formation stellaire, au même titre que la modification précédente. Ainsi, alors que la composante de stockage sera distribuée à la périphérie du disque, le gaz, considéré comme disponible à la formation stellaire, sera concentré artificiellement au centre du disque. La figure 6.13 illustre cette nouvelle structuration.

Le transfert d'une région à l'autre (périphérie → centre), associé à la conversion du gaz s'effectue au rythme suivant :

$$\dot{M}_{\mathcal{D},in} = \varepsilon_\star \frac{M_{\mathcal{D},out}}{t_\mathcal{D}} \times MIN\left[1,\ \left(\frac{M_{halo}}{10^{12}\ M_\odot}\right)^3\right] \times f_{Boost}(\Delta_{t_f})$$

Le taux de transfert $\dot{M}_{\mathcal{D},in}$ dépend alors de la masse de gaz stockée dans la composante tampon $M_{\mathcal{D},out}$ et du temps dynamique du disque. Ce dernier est également modifié. Alors que précédemment (Eq. 4.26), le calcul du temps dynamique du disque s'articulait autour des temps d'orbite ou de traversée du disque, estimé à partir du rayon de demi-masse $r_{\mathcal{D},50}$, afin de prendre en compte la nouvelle structuration du gaz, il est nécessaire de définir un nouveau rayon caractéristique r_s. Ce

rayon sera alors utilisé à la place du rayon de demi-masse dans le calcul du temps dynamique. Cette nouvelle définition du temps dynamique, reliée à la redistribution du gaz au centre de la composante, permet de respecter la loi de Kennicutt (1998b).

Ce nouveau rayon r_s est défini à partir de la distribution radiale de masse du disque et des masses respectives des deux phases. En effet, le profil de densité radial du disque étant toujours considéré comme exponentiellement décroissant, la distribution radiale de masse (Eq. 4.21) n'est pas modifiée. Ainsi, à tout instant, connaissant la masse de gaz disponible et indisponible à la formation stellaire, il est possible de définir le rayon r_s, dit de troncature, séparant la région centrale pouvant former de nouvelles étoiles et la région périphérique où le gaz est stocké avant d'être transféré vers le centre. Evidemment, la masse de gaz considérée comme disponible à la formation stellaire augmente progressivement. Le rayon de troncature r_s croît donc progressivement au fur et à mesure de l'évolution de la composante disque.

Le cycle du gaz

Une fois transféré et concentré artificiellement au centre du disque, le gaz est en mesure de former des étoiles. On considère alors que les étoiles ainsi formées évoluent en relation étroite avec le gaz dont elles sont originaires. Elles sont donc considérées comme évoluant dans la région interne du disque $r < r_s$ au même titre que le gaz.

Dans le cadre du processus de rétro-action, lié aux supernovae (le seul possible dans un disque), l'évolution couplée du gaz et des étoiles dans la région centrale conduit à prendre uniquement en compte, pour le gaz impacté (expulsé), celui évoluant dans la région centrale.

Ce gaz est donc transféré vers la phase chaude où il subira des processus de condensation. La masse de gaz, issue de la phase chaude et alimentant le disque, est alors ré-attribuée à la composante centrale. Le gaz est en effet considéré comme apte à former des étoiles. Cette différence de traitement entre gaz accrété en provenance des deux phases (chaude et froide) prend son origine dans le fait que le gaz, recyclé au sein de l'atmosphère chaude, est enrichi en métaux. Ces métaux, de par leurs multiples raies d'émissions, augmentent l'efficacité du processus de condensation. De nouvelles générations d'étoiles peuvent donc se former, à partir de ce gaz enrichi en métaux, de manière plus rapide qu'avec le gaz primordial issu initialement de la phase froide.

Le cas des *clumps* et des fusions

Le modèle standard de formation et d'évolution des galaxies s'appuie sur la modélisation de la formation, la migration et la dislocation de grumeaux de gaz formés par les instabilités gravitationnelles régnant dans les disques. Dans le cadre du modèle m_5, utilisant la nouvelle structuration bi-phasique du disque, les processus d'évolution des *clumps* ne sont considérés que dans la partie interne du disque ($r < r_s$). Les propriétés associées aux *clumps* sont déduites des propriétés géométrique et dynamique de cette seule région centrale (nouveau temps dynamique, $r_{\mathcal{D}} \rightarrow MIN(r_{\mathcal{D}},\ r_s)$).

Lors des fusions mineures, conservant la structure de type disque, les phases respectives des deux progéniteurs sont sommées. La nouvelle géométrie r_s est déduite à l'aide du profil de masse (dépendant du nouveau rayon caractéristique $r_{\mathcal{D}}$) et des masses respectives des deux phases. Concernant la formation des galaxies elliptiques lors des fusions dites majeures, même si les propriétés géométriques sont estimées en regard de la masse totale, seules les étoiles et le gaz interne ($r < r_s$) alimentent le sphéroïde. Le gaz stocké dans le réservoir tampon est alors redistribué instantanément et intégralement dans un nouveau disque, dont les caractéristiques de taille et de dynamique sont déduites de celles du halo de matière noire résultant de la fusion. Ce nouveau disque est alors à même de se restructurer en deux phases distinctes, au rythme du taux de conversion donné précédemment. Celui-ci étant alors sujet à l'amplification portée par la fonction $f_{Boost}(\Delta_{t_f})$.

6.5.5 Résultats et interprétations

Fraction (en masse) de gaz impropre à la formation stellaire

Avant de présenter les résultats généraux issus de ce modèle m_5, il est important d'évaluer l'évolution du réservoir tampon. Comment son contenu évolue-t-il ?

La figure 6.14 donne la progression, en fonction de la masse stellaire hébergée dans le disque, de la fraction de la masse totale associée au réservoir de transition. Cette dernière est définie comme le rapport entre la masse de gaz contenue dans le réservoir tampon : M_{nosfg} [7] et la masse totale du disque : $M_{nosfg} + M_{sfg} + M_{star}$. Cette fraction, très élevée dans les petites structures, présente ensuite une forte décroissance en lien avec l'assemblage progressif de la masse stellaire du disque.

7. L'indexation $nosfg$ est issue de l'anglais *N0 Star-Forming Gas* pouvant être traduit par : gaz impropre à la formation stellaire. A contrario, le gaz apte à la formation stellaire sera indexé sfg pour *Star-Forming Gas*.

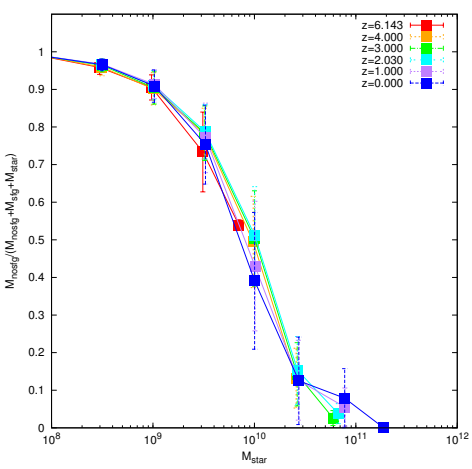


FIGURE 6.14 – Fraction (en masse) de gaz stocké dans le réservoir tampon, en fonction de la masse stellaire hébergée par le disque. On constate que la fraction de la masse totale, contenue dans le réservoir tampon, bien que très élevée pour les structure les moins massive, décroît fortement avec les croissances en masse stellaire des galaxies. Cette décroissance du contenu de réservoir intermédiaire s'accompagne irrémédiablement (par construction) d'une augmentation du rayon de troncature r_s. Ainsi, pour les galaxies les plus massives, les quelques 10% de masse imporpres à la formation stellaire sont stockés à l'extrême périphérie du disque, où la densité moyenne, de par le profil exponentiel, est en réalité extrêmement faible. On assiste à la formation d'une région de gaz ténu à la périphérie des disques.

Ainsi, les structures les plus massives identifiées à $z \simeq 0$ présentent un réservoir tampon contenant moins de 10% de leur masse totale. Il faut ajouter à cette faible fraction une notion de densité. En effet, la densité moyenne du disque étant définie comme exponentiellement décroissante, la structuration interne/externe stricte des deux phases, repousse inexorablement la masse externe vers des rayons (r_s) de plus en plus grands. La densité moyenne à ces distances du centre est extrêmement faible. On assiste en réalité à l'émergence d'une structure ténue de gaz primordial, évoluant à la périphérie du disque. Des observations récentes tendent à prouver que ce type de gaz, pauvre en métaux, issu du mode d'accrétion froid, est bien présent à la périphérie des structures et/ou des halos Crighton et al. (2013).

Impact sur les fonctions de masse ...

La figure 6.15 présente les fonctions de masse stellaire issues des modèles m_4 (courbes bleues) et m_5 (courbes violettes) et construites pour différents redshifts. Dans un but de comparaison, s'ajoutent à ces deux distributions celles extraites du modèle m_2. Les deux modèles m_4 et m_5 s'appuient sur deux modélisations *ad-hoc* d'un processus intense de régulation de la formation stellaire dans les petites structures.

A en croire les changements extrêmes de comportement des fonctions de masse, conduisant, vis-à-vis de celles produites par les modèles standards précédents, à un bien meilleur accord avec les observations, on peut considérer que la mise en place de processus de régulation d'une forte intensité semble inéluctable. En revanche, les

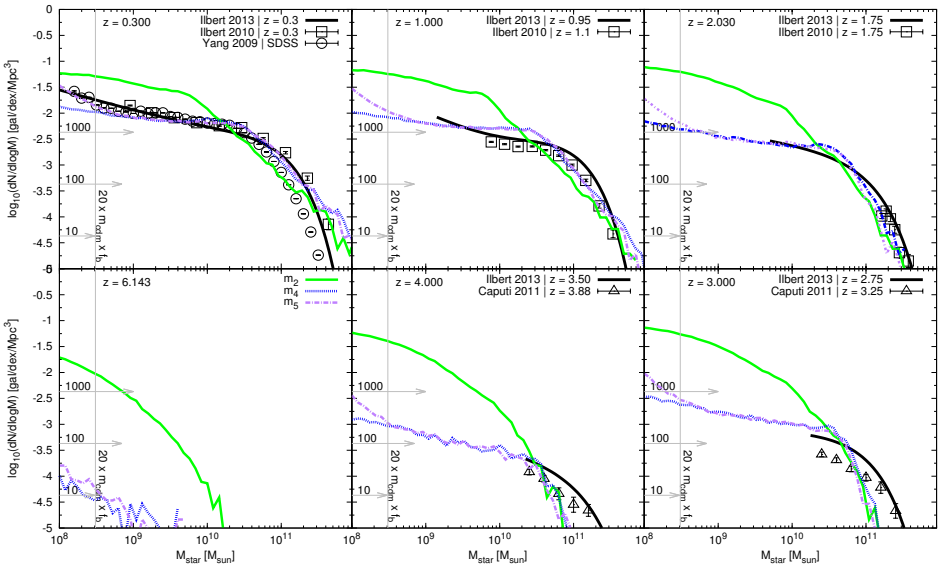


FIGURE 6.15 – Fonctions de masse stellaire pour les modèles m_2 (vert), m_4 (bleu) et m_5 (violet). Les différents cadrans sont dédiés à des redshifts différents, de $z = 0.3$ en haut à gauche à $z = 6.143$ en bas à gauche. La référence verticale grise indique une masse stellaire caractéristique $M_{lim,cdm} \times \langle f_b \rangle$. Les trois flèches horizontales indiquent les densités correspondant à 10, 100 et 1000 halos pour le volume comobile d'Univers pris en compte. La courbe noire en trait plein matérialise la fonction de masse stellaire mesurée dans le cadre du programme COSMOS par Ilbert et al. (2013). Sont également utilisés comme points de comparaison les résultats issus des travaux de Yang et al. (2009) ($z = 0.0$, ronds), Ilbert et al. (2010) ($z \in [0.3 : 2.0]$ carrés), et de Caputi et al. (2011) ($z \in [2.0 : 4.0]$, triangles). On rappelle que le modèle m_4 s'appuie sur une simple réduction de l'efficacité de formation stellaire en fonction de la masse du halo. Le modèles m_5 utilise une restructuration du gaz dans les disques et s'articule autour de deux phases de gaz distinctes, l'une pouvant, l'autre ne pouvant pas former d'étoiles. Dans le cadre du modèle $m5$, l'évolution de pente dans le régime des faible masse (remontée) est à relier à la faible fraction (5%) de gaz issue de la phase froide et qui est directement considérée comme apte à former des étoiles. Si cette fraction est fixée à 0%, on retrouve une pente légèrement croissante, identique à celle constatée pour le modèle m_4. Même si les galaxies les plus massive observées entre les redshifts $z = 4$ et $z = 3$ ne sont toujours pas prédites par ces modèle, le fait le plus frappant relève sûrement du changement radical de comportement des fonctions de masse. Pour l'ensemble des redhifts sondés, la forme adoptée par les distributione est en bien meilleur accord avec les observations, en comparaison de celles extraites du modèle m_2 (courbes vertes). On peut constater que l'utilisation d'un réservoir tampon, adjoint au disque, en lieu et place d'une expulsion intense suivie d'une réaction, permet de palier au problème de la description du coude de la fonction de masse. Au delà de donner de bon résultats, le modèle m_5, de par sa construction autour d'une composante de gaz impropre à la formation stellaire, indique l'ordre de grandeur avec lequel il faut réduire la formation stellaire. Au regard de la fraction de masse totale contenue dans le réservoir tampon à haut redshift, dans les petites structures ($\simeq 90\%$), il semble clair que le processus de régulation sous-jacent ne peut être qu'intensif.

galaxies les plus massives, observées entre les redshifts $z = 3$ et $z = 4$, ne semblent toujours par reproductibles.

Plusieurs points se doivent d'être approfondis. Le premier tient dans le comportement, dans le domaine inférieur, de la fonction de masse extraite du modèle m_5. On constate une très nette remontée. Celle-ci s'explique par la faible fraction (5%) du gaz qui, même s'il est issu du mode d'accrétion froid est tout de même considéré comme apte à la formation stellaire. Plus cette fraction est élevée et plus cette croissance vers les basses masses est prononcée. A contrario, si cette fraction est nulle, on retrouve, pour la pente, un comportement identique à celle prédite par le modèle m_4, à savoir une croissance faible et continue à mesure que l'on se dirige vers les faible masses.

En second lieu, on peut s'interroger sur le meilleur ajustement proposé par les modèles m_4 et m_5, à bas redshift ($z < 2$), au niveau du coude de la fonction de masse. Comme indiqué précédemment, la sous-estimation de la densité de galaxies, pour le domaine de masse stellaire caractéristique du coude de la distribution ($10^{10.5} < M_\star < 10^{11}\ M_\odot$), s'explique par la chute précoce du rythme de formation stellaire. Cette décroissance est à relier avec la réduction du taux d'accrétion qui, pour ce domaine de masse, est dominé et régulé par le processus de condensation de la phase chaude. Ce dernier, étant en moyenne moins efficace que le taux de chute libre adopté par la phase froide, les modèles m_4 et m_5 s'attachent à reproduire un phénomène de régulation sans pour autant faire appel à l'expulsion intensive d'une grande partie de la masse de gaz. Ainsi, une large fraction du gaz accrété reste et évolue au cœur même des disques. L'évolution croissante de l'efficacité de formation stellaire, avec la masse du halo dans le modèle m_4, où le transfert progressif du gaz entre le réservoir tampon et le cœur de la structure assure un assemblage en masse en bien meilleur accord avec les observations, le recourt à des processus d'éjection intensifs, couplés à la nécessité d'une réaction future du gaz pour palier à la baisse du taux d'accrétion, n'est plus nécessaire.

Et sur les distributions du taux de formation stellaire.

La figure 6.16 présente les distributions du taux de formation stellaire pour les modèles m_2 (courbes vertes), m_4 (courbes bleues) et m_5 (courbes violettes). Là également, plusieurs remarques peuvent être faites.

La première concerne l'uniformisation, pour les modèles m_4 et m_5, de la distribution des taux de formation stellaires mesurés sur la population dite à flambée de formation stellaire (courbes pointillée). En effet, alors que pour le modèle standard m_2, cette distribution se dessine exclusivement dans le domaine des plus hauts taux de formation stellaire, dans le cadre des modèles m_4 et m_5, cette distribution

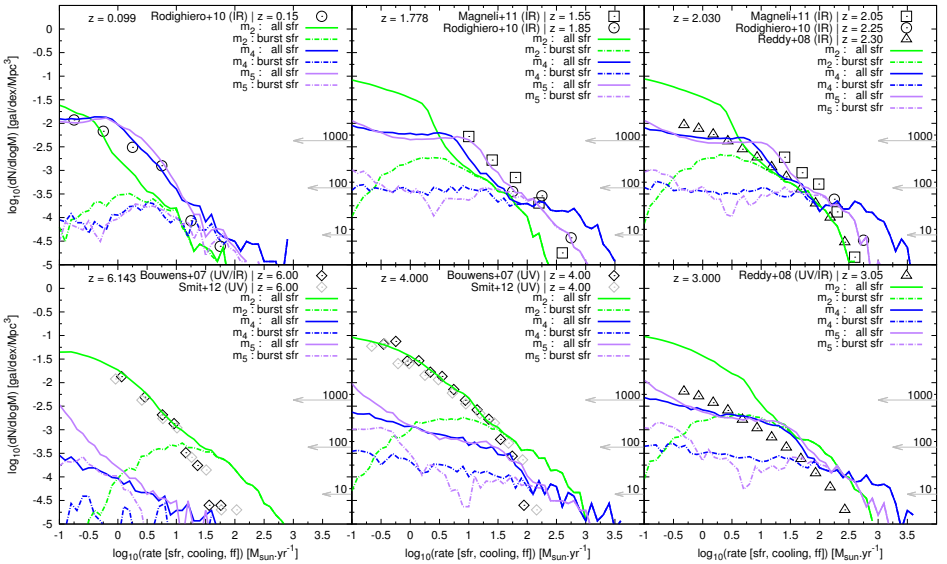


FIGURE 6.16 – Distribution des taux de formation stellaire pour les modèles m_2 (vert), m_4 (bleu) et m_5 (violet). Comme précédemment, les différents cadrans marquent des époques différentes, de $z \simeq 6$ en bas à gauche à $z = 0.099$ en haut à gauche. Les trois flèches horizontales, de longueurs croissantes, indiquent les densités correspondant à 10, 100 et 1000 halos dans le volume d'Univers considéré. Les courbes en trait plein et trait pointillé matérialisent respectivement la distribution totale, rassemblant l'ensemble des galaxies identifiées à un instant donné, et la population spécifique des galaxies dites à flambée de formation stellaire. Les prédictions des modèles sont confrontées aux mesures issues d'observations réalisées par Rodighiero et al. (2010b) ($z \in [0.15 : 2.25]$ cercles), Magnelli et al. (2011) ($z \in [1.55 : 2.05]$ carrés), Reddy et al. (2008) ($z \in [2.30 : 3.05]$, triangles) et enfin Bouwens et al. (2007) ($z \in [6.0 : 4.0]$, losanges). L'ensemble des résultats présentés au sein de cette figure est donné pour une distribution de masse initiale (IMF) de Chabrier (2003). Plusieurs aspects se doivent d'être soulevés. Tout d'abord, il faut noter l'uniformisation de la distributions des taux mesurés sur la population dite à flambée de formation stellaire. En effet, alors que pour le modèle standard m_2 cette distribution se dessine exclusivement dans le domaine des plus hauts taux de formation stellaire, dans le cadre des modèles m_4 et m_5, cette distribution s'étend sur la totalité du domaine mesuré. Ceci s'explique par les conditions d'application de la fonction d'amplification. Dans les deux cas m_4 et m_5, les mécanismes de régulation ne sont pas associés à une absence du gaz. Celui-ci est présent dans la structure mais, pour des raisons d'efficacité de formation (m_4) ou de structuration (m_5), une grande partie de ce gaz n'est pas à même de former des étoiles. La fonction d'amplification augmentant temporairement l'efficacité de formation stellaire (m_4) ou de conversion du gaz (m_5), la disponibilité immédiate du gaz se traduit par une augmentation instantanée du taux de formation stellaire et ce, quelqu'en soit l'intensité. A bas redshift, cette disponibilté du gaz permet d'atteindre les taux de formation stellaires observés. En revanche, à haut redshift ($z > 4$), l'intensité de la régulation ne permet pas de reproduire les taux observés.

s'étend sur la totalité du domaine mesuré. Ceci s'explique par les conditions d'application de la fonction d'amplification $f_{Boost}(\Delta_{t_f})$. Dans les deux cas m_4 et m_5, les mécanismes de régulation ne sont en aucun cas associés à une absence du gaz (ex-

pulsé). Celui-ci est présent dans la structure mais, pour des raisons d'efficacité de formation (m_4) ou de structuration (m_5), une grande partie de ce gaz est considérée comme n'étant pas à même de former des étoiles. La fonction d'amplification augmentant temporairement l'efficacité de formation stellaire (m_4) ou de conversion du gaz (m_5), la disponibilité immédiate du gaz se traduit par une augmentation instantanée du taux de formation stellaire et ce, quelqu'en soit l'intensité. Dans le modèle standard m_2, l'amplification ne peut s'effectuer que dans les galaxies les plus massives, présentant une grande quantité de gaz. Les structures de masses intermédiaires évoluant dans un équilibre entre accrétion et formation stellaire, le gaz disponible n'est pas en quantité suffisante pour générer des flambées de formation stellaire significativement plus importantes que le mode continu (quiescent).

A plus bas redshift, la disponibilité immédiate du gaz au sein du disque, explique les plus hauts taux de formation stellaire atteints, en meilleur accord avec les observations.

En revanche, les deux modèles de régulation présentent un désaccord franc avec les mesures des taux de formation stellaire à haut redshift ($z > 4$). Alors que dans le cadre des modèles standards, ces derniers sont bien reproduits (modèle m_2 courbes vertes) mais conduisent irrémédiablement à une sur-production d'étoiles, les modèles à forte régulation m_4 et m_5 présentent le comportement inverse.

Alors que l'assemblage en masse stellaire semble, de par les fonctions de masse, conforme aux observations, les rythmes de formation stellaire sont fortement sous-estimés. Cette constatation se confirme dans le tracé de l'évolution de la densité du taux de formation stellaire ρ_{sfr}, présenté dans le premier cadran de la figure 6.17. On constate, en effet, que les taux de formation moyens prédits par le modèle m_5 sont légèrement inférieurs à ceux mesurés par Bouwens et al. (2011). L'évolution du taux de formation moyen est tout à fait cohérent avec la croissance de la densité moyenne de masse stellaire. On retrouve ainsi, une sous-estimation de la progression de croissance en masse aux époques les plus reculées ($z > 4$), conformément aux taux de formation stellaire sous-évalués.

Origines du gaz impropre à la formation stellaire, quelques hypothèses

Le modèle m_5, conduisant aux meilleurs accords avec les observations, s'appuie sur l'existence d'un réservoir tampon, au sein duquel, le gaz accrété dans le cadre du mode froid, est temporairement stocké avant de pouvoir ensuite former des étoiles. Durant cette transition, le gaz est considéré comme impropre à la formation stellaire. Quelles pourraient en être les raisons ?

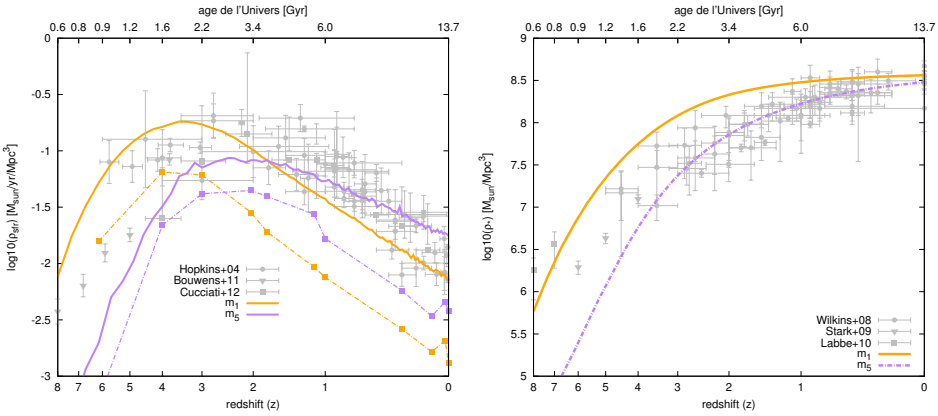


FIGURE 6.17 – Evolution de la densité moyenne du taux de formation stellaire (a) et de la densité moyenne de masse stellaire (b) au cours du temps. Dans les deux vignettes, les courbes orange et violette matérialisent respectivement les résultats des modèles m_1 et m_5. Dans le cadran gauche, les courbes en trait plein et en pointillés matérialisent respectivement les mesures effectuées sur la totalité de la population de galaxies et sur la sélection plus restreinte de celles dites à flambée de formation stellaire. Dans les deux cas, les prédictions des modèles sont comparées à des jeux de données issus de l'observation : Hopkins & Beacom (2006), Bouwens et al. (2011) et Cucciati et al. (2012) pour la densité moyenne du taux de formation stellaire, Wilkins et al. (2008), Stark et al. (2009) et Labbé et al. (2010) pour la densité de masse stellaire. La forte réduction de l'intensité de formation stellaire, engendrée par le réservoir tampon est parfaitement visible sur l'évolution du taux de formation stellaire moyen. Il faut également noter le déplacement du pic de formation stellaire, qui, pour le modèle m_5 s'accorde à présent avec les observations. Concernant la proportion de formation stellaire s'effectuant dans un mode quiescent ou dit à flambée de formation stellaire, le comportement du modèle m_5 varie avec le temps. Alors que la part de formation stellaire intensive, liée lors des fusions, est importante à grand redshift $z < 3$, celle-ci diminue progressivement avec le temps (l'écart entre les deux courbes augmente). L'application du modèle de régulation au sein du modèle m_5 conduit à une évolution de la densité de masse stellaire en très bon accord avec les observations. On donne, pour comparaison (courbe orange), l'évolution de la densité prédite par le modèle m_1. La sur-production de masse stellaire à haut redshift est parfaitement évidente.

Comme il a été décrit en détails précédemment, les problèmes les plus prononcés sont liés à la formation des plus petites structures. Comme ces dernières sont essentiellement alimentées par le mode d'accrétion froid, à l'intersection de filaments de matière, la formation et l'évolution du réservoir intermédiaire ont été reliées uniquement à ce mode. Plus précisément, aux redshifts les plus grands ($z > 4$), ces structures originelles sont de tailles inférieures et au mieux, comparables aux dimensions caractéristiques des filaments de matière qui drainent la matière. On peut facilement imaginer que les conditions de formation des disques à ces époques sont chaotiques. Peut-on même parler de disque ? Dans tous les cas, la dynamique

de ces structures est loin de ressembler à l'évolution calme et paisible des disques observables dans l'Univers local.

Les flux de gaz, drainés par les filaments et participant à la formation et à l'évolution des toutes premières structures, transportent une grande quantité d'énergie gravitationnelle qui se doit d'être dissipée. Cette dissipation d'énergie, du fait des tailles caractéristiques équivalentes entre galaxies et filaments, ne peut se faire rapidement. Cette notion de dissipation de l'énergie est au centre du modèle simple de répartition de l'énergie, présenté en début de chapitre 4 (Sect. 4.4.2). Ce modèle permet d'extraire une estimation de la vitesse caractéristique de dispersion dans les disques de gaz. L'application de ce modèle aux galaxies formées à grand redshift tend à indiquer des rapport σ_V/V proches de l'unité (Fig. 4.16), traduction d'une turbulence à grande échelle fortement développée. Des études, dédiées à ce type de mesures ont été menées par Law et al. (2007, 2009) ou encore Förster Schreiber et al. (2009). Elles confirment l'existence, à des redshifts de l'ordre de $z = 2.5$, de structures riches en gaz présentant ce type de dynamique perturbée.

On peut alors considérer le délai, existant entre l'instant d'alimentation du réservoir tampon établi à la périphérie de la structure et l'instant de transfert vers le cœur de la structure comme l'intervalle de temps nécessaire à la dissipation d'une fraction significative de l'énergie. On considère alors que les mouvements d'ensemble du gaz, s'inscrivant dans une dynamique de turbulence à grande échelle (vis-à-vis des tailles caractéristiques des constituants) seraient incompatibles avec la mise en place de processus de condensation suffisamment efficace spour engendrer la formation d'étoiles.

Bien sur, cela n'est qu'une hypothèse qui, au regard de certaines études récentes, basées sur des simulations hydrodynamiques, semble sujette à discussion Hopkins et al. (2013).

Dans tout les cas, cette dynamique perturbée à grande échelle ne peut plus être envisagée comme origine du gaz impropre à la formation stellaire pour les structures plus massives évoluant à plus bas redshift ($z \simeq 1$). En effet, à ces époques, les dimensions caractéristiques des structures de masse $M_h > 10^{11}\ M_\odot$ sont significativement plus grandes que celles des filaments de gaz froid qui peuvent potentiellement encore les alimenter. Si une fraction conséquente du gaz présent dans la structure ne peut pas former d'étoiles, les raisons sont à rechercher ailleurs. Pourquoi pas dans des processus de chauffage turbulent ? En effet, certaines études menées par Guillard et al. (2009, 2012), Ogle et al. (2010), basées sur la spectroscopie infrarouge, tendent à démontrer l'existence de grands réservoirs de gaz ($M_g > 10^{10}\ M_\odot$)

dont la température élevée, maintenue par des processus de chauffage turbulent, est incompatible avec les processus de formation stellaire.

Conclusion et perspectives

On ne fait jamais attention à ce qui a été fait ; on ne voit que ce qui reste à faire.

-Marie Curie (1867 - 1934)

Au cours des trois années de cette thèse, j'ai pu me confronter, au travers du développement d'un modèle complet de formation et d'évolution des galaxies, aux nombreuses difficultés inhérentes à ces processus.

Mes travaux se sont inscrits dans une volonté profonde de comprendre, étape par étape, l'importance de chacun des mécanismes participant à la formation et à l'évolution des galaxies. En conséquence, mon attention s'est focalisée, dans un premier temps, sur l'analyse des structures de matière noire, et plus particulièrement, sur les arbres de fusion qui en portent l'évolution. L'étude approfondie des propriétés dynamiques, énergétiques et structurelles des halos peuplant les branches a conduit à la mise en place d'un protocole de *nettoyage* des arbres. En effet, même si le programme `TreeMaker`, en s'appuyant sur l'algorithme `AdaptaHOP`, extrait ces arbres de la simulation de matière noire, en appliquant un certain nombre de critères (densité, distance), les paramètres énergétiques et dynamiques sont plus difficilement exploitables. Il en résulte qu'avant toute considération des processus baryoniques, certaines branches d'arbres, considérées sous des hypothèses énergétique et structurelle (sous-structures) comme inaptes à la formation et à l'évolution des

galaxies, se doivent d'être identifiées. Ces branches *perturbées* ne pourront pas accueillir de galaxie. La structuration de matière noire qu'elles matérialisent est alors ajoutée est tant que phénomène d'accrétion exceptionnel, lors de la connexion de cette branche *morte* avec une branche *saine*. L'application de cette procédure permet l'éviction de structures instables. En effet, une quantité significative de halos présentant des paramètres de *spin* très élevés, traduction d'une dislocation prochaine de la structure, sont ainsi retirés de l'évolution. Les branches concernées n'évoluent généralement que sur peu de temps et présentent une majorité de halos identifiés en tant que sous-structures de halos plus massifs. Les raisons de l'instabilité de ces structures sont alors à rechercher dans les relations gravitationnelles tourmentées, unissant la sous-structure à son halo hôte.

Une fois les arbres de fusion *nettoyés*, la prise en compte des processus baryoniques a pu être envisagée. La construction des lois analytiques et des recettes utilisées par le modèle, a été guidée par le soucis de prendre en compte les derniers résultats, issus des observations mais également des simulations hydrodynamiques. Ainsi, au regard des résultats présentés par Kereš et al. (2005), Khochfar & Silk (2009), van de Voort et al. (2010) ou encore Faucher-Giguère et al. (2011), le processus d'alimentation en baryons des galaxies a été scindé en deux modes : l'un froid, matérialisant les structures filamentaires de gaz froid, pénétrant aux cœurs des halos, l'autre chaud, dédié à la modélisation de l'atmosphère chaude, susceptible de se développer autour des galaxies hébergées par les halos de masses moyennes à élevées ($M_h > 10^{11.5}\ M_\odot$).

Toujours guidé par les observations récentes et les phénomènes identifiés dans les simulations hydrodynamiques, j'ai développé un modèle original traitant des instabilités gravitationnelles pouvant s'établir dans les disques. Inspiré par les travaux de Dekel et al. (2009b) et l'analyse de simulations hydrodynamiques, ce modèle traduit, dans le formalisme semi-analytique, la formation, la migration et la dislocation de grumeaux de gaz, appelés *clumps*. Ce modèle permet également de prendre en compte l'émergence, au centre de la galaxie, d'une structure de type sphéroïdale : le pseudo-bulbe.

Le développement du modèle baryonique s'est orienté autour d'un axe majeur : la description des processus de régulation de la formation stellaire. Ces derniers s'articulent sur deux phénomènes :

1- La régulation de l'accrétion en gaz sur la galaxie liée principalement à un mécanisme de photo-ionisation du gaz. Ce phénomène s'appuie sur le rayonnement intense, émis par les étoiles jeunes et les premiers trous noirs actifs.

La redistribution de l'énergie émise conduit à un chauffage global, limitant les possibilités du gaz à s'effondrer dans les plus petites structures. Au travers de deux variantes du modèle, j'ai pu tester les approches proposées par les travaux de Gnedin (2000) et Okamoto et al. (2008). Malgré une formulation analytique identique de la fraction baryonique effective, ces deux modèles conduisent, en raison de jeux de paramètres différents, à des intensités de régulation différentes. En revanche, ni l'un ni l'autre ne permet de réduire significativement les incompatibilités entre les prédictions des modèles et les observations.

2- Le second mécanisme, à l'inverse de ralentir l'accrétion du gaz, utilise une redistribution de l'énergie produite par les supernovae et l'activité du trou noir pour réchauffer, voire même expulser, une fraction significative du gaz du milieu interstellaire. Dans le modèle, j'ai souhaité prendre en compte ces mécanismes par l'intermédiaire d'un protocole de suivi explicite des énergies cinétique, thermique et lumineuse, générées par les supernovae et les trous noirs. L'utilisation de paramètres d'embranchement permet de distribuer l'énergie totale selon ces trois voies. Ainsi, une fraction de l'énergie des supernovae est redistribuée dans le gaz qui voit alors sa dispersion moyenne de vitesse augmenter. Une seconde fraction (majoritaire) de l'énergie cinétique attribuée aux supernovae est utilisée pour la formation d'un flux de gaz chaud, qui alimente la phase chaude. Concernant l'activité du trou noir central, j'ai construit un modèle d'accrétion lié à un tore de gaz. Ce dernier, alimenté lors des fusions et des migrations de *clumps*, permet de réguler l'activité du trou noir. Comme pour les supernovae, l'énergie dégagée par l'accrétion est redistribuée sous les trois formes : cinétique, thermique et lumineuse. La formation du jet bipolaire, associé à un couplage de ce denier avec le gaz environnant contribue également à drainer du gaz chaud hors de la galaxie.

A la modélisation de ces processus d'éjection, est ajoutée une description cohérente de la phase chaude et de son couplage avec le flux de gaz chaud sortant de la galaxie. Dans ce but, j'ai mis en place, toujours sous le couvert de principes de conservation de l'énergie, un protocole de suivi de ce couplage. Par l'intermédiaire de la construction d'une distribution des modules de vitesses, dépendante des températures de la phase chaude pré-existante et du flux de gaz, mais également de la vitesse moyenne des vents, j'ai pu définir l'état de la nouvelle phase chaude et calculer la fraction d'échappement associée à cette dernière.

Tous les processus régissant l'évolution des différentes composantes d'une galaxie et de son environnement sont suivis dans le temps, au moyen d'un algorithme hiérarchique, orienté objet, et utilisant une procédure de pas de temps adaptatif. Ainsi, les composantes, comme la phase froide, la phase chaude, les populations stellaires du disque ou du bulbe, sont évoluées, dans la mesure du possible (interactions), sur des pas de temps cohérents, avec leurs temps dynamiques propres. La structure algorithmique, orientée objet, se veut modulaire. Les modifications ciblées de telle ou telle loi sont alors simplifiées.

Les résultats du modèle sont structurés sous plusieurs formes. Premièrement, des tables globales regroupent l'ensemble des propriétés et des paramètres associés aux diverses composantes. Ces tables sont enregistrées à différents instants, correspondant à une liste de pas de temps auxquels l'état de la simulation de matière noire a été également sauvegardé. Sont adjoints à ces tables, pour une liste pré-établie de structures, les suivis au cours du temps des propriétés de masse, de temps, de taux de transfert, et de l'ensemble des autres caractéristiques des composantes de la galaxie et de son environnement. Ces évolutions peuvent se présenter sous la forme de lignes de temps, il s'agit du suivi des paramètres le long de la branche principale d'un arbre de fusion, mais également sous la forme plus complexe d'arbres de fusion complets. Ces fichiers de résultat, facilement exploitable de par leur format d'encodage (FITS), pourront être mis à disposition de la communauté pour favoriser la diffusion du nouveau modèle.

Les études menées sur les résultats des modèles ont mis en exergue plusieurs incompatibilités avec les observations. Malgré l'utilisation de processus de régulation tels que la photo-ionisation et les rétro-actions liées aux supernovae et à l'activité du trou noir central, tous les modèles standards développés ici conduisent à une très forte sur-estimation de la densité de galaxie hébergeant des populations stellaires peu massives ($M_{star} < 10^{11}\ M_{\odot}$). Les halos de matière noire de faible masse sont donc le siège de processus de formation stellaire trop intenses ou s'appliquant sur des quantités de gaz trop importantes. Le recours à des facteurs de charge plus importants, permettant, à taux de formation stellaire donné, de réchauffer ou d'éjecter plus de masse, ne semble pas constituer une solution recevable. En effet, les observations récentes tendent à indiquer des valeurs, pour ce facteur de charge, de l'ordre de 0.5 à 5, bien loin des valeurs élevées (> 10), utilisées dans certains modèles. De plus, le fait de procéder à des éjections intenses et massives de gaz conduit à un certain nombre d'autres problèmes.

1- Premièrement, le fait d'éjecter du gaz régulièrement et à haut taux conduit à une évolution de ce dernier et des populations stellaires de la galaxie en flux tendu avec l'accrétion (*steady-state*). Les quantités de gaz disponibles sont alors stabilisées à un niveau faible qui ne permet pas, même durant les phases de fusions, d'atteindre les taux de formation stellaire observés aux redshifts intermédiaires ($3 > z > 1$).
2- Les vitesses adjointes à ces rythmes élevés d'éjection imposent des fractions d'échappement élevées. Une fraction significative du gaz est libérée de l'emprise du halo. Le passage de la structure d'un mode d'accrétion froid dominant au mode chaud s'accompagne d'une réduction du taux d'accrétion moyen sur la galaxie, réduisant d'autant le rythme de formation stellaire. On assiste donc à une baisse de la production stellaire dans les halos de masses intermédiaires ($10^{11} < M_h < 10^{12}\ M_\odot$). La densité de galaxies, abritant des populations stellaires de masses caractéristiques $10^{10.5} < M_{star} < 10^{11.5}\ M_\odot$, prédite par les modèles, est alors inférieure à celle observée. Pour palier à cette sous-densité, certains modèles de la littérature (e.g. Guo et al., 2011; Somerville et al., 2008) font appel à un mécanisme de ré-accrétion du gaz préalablement éjecté hors du halo.

En plus de ces problèmes à basse masse stellaire, les modèles standards présentent également certaines incompatibilités avec les observations dans le domaine des hautes masses.

1- A grand redshift ($z > 2$), les populations de galaxies massives ($M_{star} > 10^{11}\ M_\odot$) ne sont pas reproduites. On peut rappeler que le modèle m_0 ne prenant en compte aucun processus de régulation était le seul en mesure de produire ce type de structure très massives à grand redshift. L'existence d'une population de galaxie ne subissant aucune régulation de l'activité de formation stellaire est-elle alors envisageable ?
2- A plus bas redshift ($z < 1$), en l'absence de régulation, la masse stellaire, assemblée dans les structures les plus massives ($M_h > 10^{12}\ M_\odot$), excède celle observée. Les travaux menés dans cette thèse ont confirmé le besoin d'imposer un mécanisme de régulation pour ce régime des hautes masses. Il est généralement associé à la formation et à l'activité du trou noir même si sa mise en œuvre exacte reste encore largement incomprise. Dans le modèle présenté ici, l'énergie issue de l'activité du trou noir central est considérée comme répartie uniformément dans la phase chaude. Il semblerait que cette

considération limite l'efficacité du mécanisme de régulation. De plus, les fonctions de masse, prédites par les modèles standards, indiquent que l'action des trous noirs se met en place trop tôt. Autant de points qu'il faudra approfondir dans de prochains travaux.

Les processus de régulation, invoqués dans les mécanismes d'évolution des galaxies, dans les petites structures, ne permettent pas de reproduire les observations. Afin de comprendre l'amplitude des corrections nécessaires à l'obtention de résultats cohérents avec les observations, j'ai développé deux variantes du modèle standard, utilisant des recettes *ad-hoc* de régulation de la formation stellaire. L'un de ces deux modèles s'appuie sur l'existence d'un réservoir tampon au sein duquel le gaz est considéré comme impropre à la formation stellaire. Ce réservoir a pour vocation d'instaurer un délai entre l'instant où le gaz est accrété via le mode froid et l'instant où ce gaz est disponible à la formation stellaire.

Ces modèles à forte régulation conduisent à des fonctions de masse en bien meilleur accord avec les observations. Les pentes de ces distributions sont en effet plus proches de celles observées. En revanche, ces fortes régulations conduisent à de forts désaccords avec les distributions du taux de formation stellaire à grand redshift ($z > 4$, Bouwens et al. (2007)). En effet, alors que les modèles standards présentaient de bons résultats, ces modèles *ad-hoc* sous-estiment fortement les rythmes de formation stellaire.

Ces travaux pointent donc un paradoxe. Alors que la réduction de l'activité de formation stellaire semble inéluctable pour produire des fonctions de masse cohérentes avec les observations, cette même modification semble incompatible avec les mesures du taux de formation stellaire à plus grand décalage spectral. Si ces rythmes de formation stellaire à grand redshifts sont confirmés, il est certain qu'ils ne peuvent s'appliquer sur des réservoirs de gaz aussi importants que ceux constatés dans les modèles standards. Cela conduit inexorablement à la surproduction de masse stellaire. En revanche, en réduisant la quantité de gaz impacté par les processus de formation stellaire, les modèles de régulation conduisent à de bons résultats.

L'existence du réservoir tampon, mis en place dans l'un des modèles modifiés, reste hypothétique. Les conditions physiques aboutissant à cette incapacité du gaz à former des étoiles sont, si elles existent, encore mal connues. Des phénomènes de turbulence à grandes échelles, générés par les effondrements violents du gaz à grand décalage vers le rouge, pourraient en être responsables. Le temps de dissipation de cette énergie turbulente peut alors être associé au délais mis en place entre

l'accrétion et la formation stellaire.

Cependant, même si cette idée semble cohérente pour les époques les plus reculées, il faut invoquer un certain nombre d'autres mécanismes, comme le chauffage turbulent, pour expliquer la présence, dans les galaxies de masse intermédiaires et/ou dans leurs environnements proche, de gaz impropre à la formation stellaire. Depuis peu, des observations spectroscopiques infrarouges ont révélé, au sein d'amas de galaxies, la présence de grande quantité de gaz moléculaire ($M_g > 10^{10}\ M_\odot$) ne produisant pas d'étoiles (e.g. Guillard et al., 2009, 2012; Ogle et al., 2010). Ces réservoirs de gaz pourraient être maintenus dans cette phase, impropre à la formation stellaire, par des mécanismes de chauffage turbulents liés, par exemple, à l'énergie libérée par les étoiles en fin de vie ou les effets de marée générés lors des interactions entre galaxies.

Que le gaz soit expulsé, turbulent ou trop chaud pour être accrété, les modèles de formation et d'évolution des galaxies semblent devoir fortement limiter la quantité de gaz susceptible de former des étoiles. La clé du problème semble donc se trouver dans les propriétés thermiques et/ou structurelles du gaz. Ces caractéristiques de température, de turbulence et de densité du gaz seront bientôt accessible aux observations. L'observatoire ALMA sera en effet bientôt à même de sonder les contenus en gaz des structures jusqu'à de grands décalages spectraux ($z \simeq 4$). Les résultats permettront alors de mieux comprendre les conditions particulières dans lesquelles le gaz moléculaire est présent. En parallèle, les observations de l'hydrogène sur de grand champ, avec l'observatoire SKA, permettra également de mieux appréhender les contenus et les distributions spatiale de ce constituant majoritaire de l'Univers.

Même si des contraintes observationnelles supplémentaires sont toujours riche d'enseignement, les modèles se doivent de continuer d'évoluer. Les études et autres analyses qui ont été réalisées au cours de cette thèse ont confirmé les grandes difficultés qu'éprouves les modèles à reproduire les rythmes d'assemblage en masse stellaire des galaxies. L'ensemble des modèles semi-analytiques s'appuie sur la relation de Kennicutt (1998b) pour décrire les taux de formation stellaire. Depuis sa description, cette relation n'a toujours pas mise en défaut par les observations et ce, jusqu'à des décalages spectraux de l'ordre de $z \simeq 2$ (Bouché et al., 2007). Son utilisation semble donc justifiée. Sa mise en pratique et son interprétation stricte dans les modèles me semble plus discutable. Je m'explique : telle qu'elle est construite, la loi de Kennicutt (1998b) relie densité surfacique de gaz à la densité surfacique du taux de formation stellaire. En premier lieu, cette relation s'interprète donc comme suit :

Une galaxie, présentant une masse de gaz M_g ***et dont la taille caractéristique conduit à une densité surfacique de gaz*** Σ_g***, forme ces étoiles à un rythme moyen*** $\Sigma_{sfr} = KEN(\Sigma_g)$

Le taux de formation stellaire global déduit s'applique alors en moyenne sur l'ensemble de la galaxie et donc sur l'ensemble de son gaz. C'est sur ce point précis que les choses se compliques ! En effet, rien, dans la construction de la relation de Kennicutt (1998b), n'indique quelle fraction du gaz est réellement impacté à un instant donné par la formation stellaire. La formulation *taux de formation stellaire global* s'apparentant au caractère non résolu du processus. Pour ma part, je serai favorable à une interprétation moin stricte de cette loi et que l'on pourrait formuler comme suit :

Une galaxie, présentant une masse de gaz M_g ***et dont la taille caractéristique conduit à une densité surfacique de gaz*** Σ_g***, est en mesure d'abrite des régions de formation stellaire donc l'activité cumulée conduit à un taux de formation stellaire global (non résolu) de*** $\Sigma_{sfr} = KEN(\Sigma_g)$

Selon cette interprétation, une galaxie présentant une densité surfacique de gaz $\Sigma_{g,1}$ plus élevée que celle d'une autre galaxie $\Sigma_{g,2}$ forme des étoiles à un rythme moyen plus élevé car, de part la concentration de son gaz, elle est suceptible d'abriter des régions de formation stellaire individuelles elles-mêmes plus denses. Encore une fois cela n'implique pas que la totalité de son gaz soit soumi instantanément à ce rythme moyen.

Comme on peut le constater dans les résultats des modèles standards, l'application des taux formation stellaire déduits de la loi de Kennicutt (1998b) à la totalité du réservoir de gaz conduit à des sur-estimations fortes de la masse stellaire produite dans les petites structures. De plus cette surconsommation, associée aux processus d'éjection, appauvrit précocement les structures en gaz ce qui conduit à la sous-évaluation de la densité de galaxie abritant des masses stellaires intermédiaires ($10^{10.5} < M_{star} < 10^{11.5}\ M_\odot$).

Les modèles standard sont en fait construits sur un paradoxe ; pour atteindre les taux de formation stellaire observés à grands redshifts, il faut (d'après l'Eq. 4.48) une grande quantité de gaz. Or ce même taux (élevé), appliqué à tous ce gaz

conduit irrémédiablement vers un excès de masse stellaire !

Même si le niveau moyen de formation stellaire se doit d'être estimé en prenant en compte la totalité du gaz, je souhaiterais développer une approche au cœur de laquelle la formation stellaire, tout en respectant le rythme moyen calculé, serait considérée comme s'appliquant au sein de régions individuelles ne regroupant qu'une fraction seulement du gaz total disponible. On peut imaginer une procédure de type Monte-Carlo où l'activité de formation stellaire serait regroupée au sein d'un nombre limité de régions dont les tailles et les masses serait tirées uniformément dans des distributions pré-établies. Le nombre de régions ne serait alors contraint que par le niveau moyen de formation stellaire attribué à la galaxie. Comme pour le modèle de régulation utilisant le réservoir tampon, ce type de procédure concentrerait le gaz dans des régions de tailles caractéristiques restreintes. Cela permet d'atteindre localement, par l'application de la relation de Kennicutt (1998b), des taux de formation stellaire, pouvant être compatibles avec ceux mesurés par Bouwens et al. (2007). En revanche, la restriction de la masse impactée par la formation stellaire empêche tout excès de production. Il s'agit là d'une ébauche d'algorithme qui se doit d'être approfondi. Bien que peut-être plus réaliste que le modèle utilisant le réservoir tampon et la restructuration interne/externe, ce modèle s'appuie également sur l'incapacité d'une fraction de gaz à former des étoiles et dont l'origine est toujours incomprise.

Annexe A

Algorithme *N-branches*

A.1 Etat de l'art

De nombreux algorithmes pour la construction d'arbre de fusion analytique ont été implémentés durant les vingt dernières années. On citera par exemple, Lacey & Cole (1993), Kauffmann & White (1993), Sheth & Lemson (1999), Somerville & Kolatt (1999), Cole et al. (2000, 2008), et Neistein & Dekel (2008a). Un bilan de l'ensemble de ces méthodes, ainsi qu'une nouvelle approche, est disponible à la référence suivante : Zhang et al. (2008). Tous ces algorithmes reconstruisent l'histoire des halos de matière noire en remontant le temps (redshift croissant).

Le premier de ces algorithmes, Lacey & Cole (1993) se base sur l'hypothèse de fusions binaires : deux progéniteurs donnent naissance à un descendant. La masse du premier progéniteur est tirée en lien avec la masse du halo descendent (connue) suivant la distribution conditionnelle de masse (Eq. 2.10). La masse du second n'est alors rien d'autre que la différence entre la masse du halo descendant (donnée initiale) et la masse du premier progéniteur. Somerville & Kolatt (1999) ont mis en exergue des incompatibilités entre les résultats de cet algorithme binaire et les distributions théoriques des modèles dit de Press et Schechter étendu (EPS), incompatibilités toujours présentes même pour des pas de redshift faibles. Pour pallier à ces divergences, Somerville & Kolatt (1999) ou encore Cole et al. (2000, 2008) introduisent une masse limite M_{lim}, dite de résolution, en dessous de laquelle les halos sont dits non résolus. La croissance en masse s'apparente alors à de l'accrétion diffuse.

Dans les travaux de Cole et al. (2000, 2008) l'hypothèse de la fusion binaire est conservée. En revanche Somerville & Kolatt (1999) construisent des arbres de fusion multi-branches (*N-branch*), dans lesquels un halo peut avoir plus de deux progéniteurs. Alors que ces premiers algorithmes Monté-Carlo se basaient sur les distributions théoriques des modèles EPS, par la suite, un certain nombre d'autres

travaux ont été réalisés en modifiant les expressions EPS. En effet, Neistein & Dekel (2008a), s'appuient sur les résultats de plus en plus complets des simulations de matière noire *N-coprs* pour extraire un ajustement des distributions de masse donc la formulation s'inspire de celle issues des expressions théorique EPS.

La grande majorité des algorithmes existant (à l'exception des modèles A et B de Zhang et al. (2008)) conserve la masse. En effet si M_i est la masse du progéniteur i d'un halo de masse M et M_{acc} la masse considérée comme étant accrétée alors, on a simplement :

$$M = M_{acc} + \sum_i M_i$$

L'existence même de l'ensemble de ces algorithmes, s'appuyant sur des hypothèses proches mais implémentées différemment, démontre toute la complexité d'une réalisation cohérente et réaliste d'arbre de fusion Monte-Carlo.

A.2 Le choix de l'algorithme *N-branch*

Avant de me tourner vers l'analyse des arbres de fusion extraits de simulation de matière noire *N-coprs*, j'ai souhaité développer un générateur d'arbre de fusion théorique construit sur une version légèrement modifiée du modèle de Somerville & Kolatt (1999). On rappelle que la méthode de construction de tel arbre consiste à différentier le devenir d'une fraction de masse M d'un halo en deux modes : accrétion ou progéniteurs du halo considéré. Pour ce faire, toute masse inférieure à la masse de résolution M_{lim} sera considérée comme accrétée sur des halos de masse $M_{halo} > M_{lim}$. L'algorithme de construction s'articule alors autour des étapes suivantes :

$1 \rightarrow$ On se donne un halo originel h_0 de masse M_0,

$2 \rightarrow$ On considère un réservoir de masse ΔM. Lors de la première étape, on initialise cette réserve à la masse du halo originel : $\Delta M \leftarrow M_0$,

La construction de l'arbre consiste alors à répartir le contenu de ce réservoir entre les progéniteurs et la composante d'accrétion associés au halo courant. Chaque masse affectée à un progéniteur ou à de l'accrétion est alors retirée du réservoir ΔM. La distribution s'effectue tant que le réservoir ΔM contient une masse supérieure à la masse de résolution M_{lim}. En deçà de ce seuil, le reste de la masse est obliga-

toirement considérée comme accrétion diffuse et est attribuée comme telle. Pour réaliser cette distribution, les étapes suivantes de l'algorithme sont :

$3 \rightarrow$ Tirage d'un nombre aléatoire x suivant une distribution de probabilité en loi normale réduite (moyenne nulle et variance unitaire),

$4 \rightarrow$ On applique le changement de variable [1] :

$$x = \frac{\Delta\omega}{\sqrt{2\Delta S}}$$

avec

$$\Delta\omega = 1.686 \left(\frac{1}{D(z+dz)} - \frac{1}{D(z)} \right) = const$$

où $D(z)$ est la fonction de croissance linéaire (Sect. A.3, Eq. A.1). La nouvelle variable ΔS suit alors la distribution de probabilité $f(\Delta S|\Delta\omega)d\Delta S$ (Eq. 2.10)

A présent, si S_0 est la valeur de la variance associée à la masse d'un halo h_0 de masse M_0 (Eq. 2.9) alors, la masse $\tilde{M}$ extraite du réservoir ΔM est donnée par :

$$\tilde{M} = M(S_0 + \Delta S)$$

$5 \rightarrow$ La difficulté est alors d'effectuer l'opération $S \rightarrow \tilde{M}$. Pour cela, on adopte une approche basée sur une méthode itérative de type Newton-Raphson. Cette méthode nous permet d'estimer la valeur de $\tilde{M}$ avec une précision fixée et d'extraire également l'erreur qui est faite.

$6 \rightarrow$ On étiquette alors la masse. Si $\tilde{M} < M_{lim}$ alors cette masse est considérée comme une accrétion sur le halo courant et donc $M_{acc} \leftarrow \tilde{M}$. Dans le cas inverse, $\tilde{M} > M_{lim}$ alors deux autres choix sont possibles :

$6.1 \rightarrow$ Si $\tilde{M} > \Delta M$ Deux autres cas s'ouvres :

$6.2.1 \rightarrow$ Si le halo courant possède déjà aux moins un progéniteurs, alors le caractère progéniteurs du dernier tirage de $\tilde{M}$ n'est pas pris en compte et la masse restante à attribuée ΔM est attribuée au réservoir d'accrétion : $M_{acc} \leftarrow \Delta M$ et $\rightarrow 9$

$6.2.2 \rightarrow$ Dans le cas contraire, alors $\tilde{M} \leftarrow \Delta M$, cette nouvelle masse est considérée comme un nouveau progéniteur enfin $\Delta M \leftarrow 0$ et $\rightarrow 9$

1. D'ou l'importance d'avoir $\Delta S > 0$

6.2 → Si $\Delta M > M_{lim}$ alors → 3, Sinon $M_{acc} \leftarrow \Delta M$

7 → On Soustrait de la masse extraite du réservoir : $\Delta M = \Delta M - \tilde{M}$

8 → Si $\Delta M > M_{lim}$ alors → 3, Sinon $M_{acc} \leftarrow \Delta M$ et → 9

9 → L'ensemble de la masse du réservoir ΔM a été distribué. L'histoire du halo h_0 est donc écrire. On applique alors ce même algorithme au parents du halo h_0. On réalise cette arborescence soit pour un nombre finit de pas en redshift ($\Delta\omega$) soit jusqu'à l'instant où tous les halos sont issus de l'accrétion ($\Delta M < M_{lim}$).

A.3 Fonction de croissance des fluctuations

La fonction de croissance des fluctuations utilisé dans les expressions utile à l'algorithme donné par Lahav et al. (1991) :

$$D(z) = \frac{1}{1+z}\frac{5\Omega_\Lambda(z)}{2}\left(\Omega(z)^{4/7} - \Omega_\Lambda(z) + \left[1+\frac{\Omega(z)}{2}\right]\left[1+\frac{\Omega_\Lambda(z)}{70}\right]\right)^{-1} \quad \text{(A.1)}$$

Avec :

$$\Omega(z) = \frac{\Omega_0(1+z)^3}{g(z)^2} \qquad \Omega_\Lambda(z) = \frac{\Omega_\Lambda}{g(z)^2}$$

et

$$g(z) = \Omega_0(1+z)^3 + (1-\Omega_0-\Omega_\Lambda)(1+z)^2 + \Omega_\Lambda$$

Annexe B

Modèle de photoionisation, expressions des masses de filtrage

B.1 Gnedin (2000) :

Dans le cadre des travaux réalisés par Gnedin (2000), la fraction de baryon pouvant être couplée à la matière noire (Eq. 4.1) s'articule autour d'une masse de filtrage s'exprimant en fonction du paramètre d'expansion, a :

$$M_c(a) = 2.5 \times 10^{11} h_0^{-1} \Omega_m^{-1/2} \mu^{-3/2} f(a) \quad [M_\odot] \tag{B.1}$$

Cette expression fait intervenir la constante de Hubble réduite h_0, la densité totale de matière Ω_m, la masse moléculaire moyenne du gaz μ ainsi qu'une fonction conditionnelle $f(a)$ dont la formulation détaillée est la suivante (Kravtsov et al., 2004) :

$$f(a) = \begin{cases} \dfrac{3a}{(2+\alpha)(5+2\alpha)\left(\dfrac{a}{a_0}\right)^\alpha} & : \text{if a} \leq a_0 \\ \dfrac{3}{a}\left[a_0^2\left[\dfrac{1}{2+\alpha} - \dfrac{2(a/a_0)^{-1/2}}{5+2\alpha}\right] + \dfrac{a^2}{10} - \dfrac{a_0^2}{10}\left[5 - 4(a/a_0)^{-1/2}\right]\right] & : \text{if } a_0 \leq a \leq a_r \\ \dfrac{3}{a}\left[a_0^2\left[\dfrac{1}{2+\alpha} - \dfrac{2(a/a_0)^{-1/2}}{5+2\alpha}\right] + \dfrac{a_r^2}{10}\left[5 - 4(a/a_r)^{-1/2}\right]\right. & : \text{if} \geq a_r \\ \qquad \left. - \dfrac{a_0^2}{10}\left[5 - 4(a/a_0)^{-1/2}\right] + \dfrac{aa_r}{3} - \dfrac{a_r^2}{3}\left[3 - 2(a/a_r)^{-1/2}\right]\right] & \end{cases}$$

Comme Gnedin (2000) et Kravtsov et al. (2004) l'indiquent, une valeur de $\alpha = 6$ donne le meilleur ajustement sur les résultats de leur simulations hydrodynamiques.

B.2 Okamoto et al. (2008) :

Le modèle standard de formation et d'évolution des galaxies présenté ici utilise les résultats plus récents de Okamoto et al. (2008). Même si ces derniers s'appuient sur une paramétrisation identique (Eq. 4.1) pour la fraction de baryon, l'expression de la masse de filtrage est différente. Celle-ci est déduite d'un ajustement de l'évolution avec le redshift de cette masse de filtrage (Fig. 4.4) :

$$M_c(z) = 6 \times 10^9 h_0^{-1} exp\,(-0.7z) \quad [M_\odot] \tag{B.2}$$

Table des figures

1.1 La galaxie dit du tourbillon, Messier 51 12
1.2 Le télescope du mont Wilson 12
1.3 L'observatoire européen *VLT* 13
1.4 L'Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (*ALMA*) 14
1.5 Le télescope spatial *Herschel* 15
1.6 Image du *Hubble Deep Field* 16
1.7 Image du *Hubble Deep Field South* 16
1.8 Evolution du facteur de transmission atmosphérique en fonction de la longueur d'onde $T(\lambda)$ 19
1.9 Transmissions des filtres installés sur l'instrument *MegaCam* et sur le télescope dédié au programme *SDSS* 20
1.10 Transmissions des filtres chromatiques installés sur les télescope spatiaux *Spitzer* et *ISO* 20
1.11 La galaxie NGC 1512 aux travers des différents filtre du télescope spatial *Hubble* 25
1.12 Spectres de population stellaire simple 27
1.13 Couleurs et rapport mass-luminosité pour une population stellaire simple 27
1.14 Comparaison entre le spectre observé d'une galaxie et modèle de population stellaire complète 29
1.15 Courbe d'extinction moyenne produite par le modèle DUSTEM . . . 31
1.16 Spectre d'émission infrarouge moyen produit par le modèle DUSTEM 31

1.17 Ajustement de distributions spectrales d'énergie avec un jeu de points d'observations pour deux galaxies 33
1.18 Spectres d'une galaxie elliptique pour différents décalages spectraux, fonction de réponse de filtres 34
1.19 Comparaison entre redshifts photométriques et redshifts spectroscopiques 34
1.20 Exemple de galaxie elliptique, M49 40
1.21 Exemple de galaxie spirale barrée, NGC 1365 40
1.22 Séquence de Hubble 41
1.23 Diagramme couleur-magnitude 42
1.24 Relation couleur morphologie 44
1.25 Relation couleur-masse 46
1.26 L'amas de galaxies Abell 1689 48
1.27 Galaxies morphologie et environnement 48
1.28 Diagramme couleur-magnitude, effets d'environnement 49
1.29 Fond diffus extragalactique 51
1.30 Le fond diffus infrarouge 52
1.31 Madau plot 53
1.32 Fonction de masses $1 < z < 4$ 55
1.33 Fonction de luminosité UV $0.2 < z < 3.4$ 59
1.34 Fonction de luminosité bolométrique IR 60
1.35 Distributions normalisées du taux de formation stellaire spécifique $sSFR$ 62
1.36 sSFR versus masse stellaire 64
1.37 Collisions de galaxies, flambé de formation stellaire 65

2.1 Le fond diffus cosmologique vu par le satellite européen *Planck* . . . 72
2.2 Spectre de puissance du fond diffus cosmologique mesurée par le satellite européen *Planck* 75
2.3 Contenu énergétique de notre Univers 77
2.4 La distribution des galaxies vue par le programme *2dF* 78
2.5 La structuration de la matière noire au cours du temps 80
2.6 La séquence de fusion de deux galaxies à disque 82
2.7 Schéma d'un arbre de fusion 84
2.8 Evolution du nombre de particules utilisée dans les simulations N-corps depuis les années 70 90

2.9 Schéma d'un arbre de fusion, descendant-progeniteur 95
2.10 Schéma d'un arbre de fusion, halo principaux et sous-structures . . . 96
2.11 Schéma d'un arbre de fusion, halo principaux uniquement 99

3.1 Arbre de fusion construit à partir de la simulation, halos .vs. sous-halos106
3.2 Evolution de la concentration en fonction de la masse et du redshit du halo 111
3.3 Evolution du paramètre de *spin* en fonction de la masse et du redshift du halo 113
3.4 Arbre de fusion extrait de la simulation, taux d'accrétion de matière noire 117
3.5 Relation $M_{acc}(M_{vir})$ .vs. $\delta m_{acc}/dt$ 118
3.6 Comparaison des différents estimateurs de masse, M_{fof}, M_{vir} et M_{acc}.122
3.7 Evolution du rapport M_{acc}/M_{vir}, indicateur du taux d'épluchage des sous-structures. 124
3.8 Principe de sélection des branches saines 130
3.9 Effets de sélection des branches *saines* 134
3.10 Fonctions de masse des halos de matière noire 136
3.11 Fonction de distribution du paramètre de Spin 139

4.1 Schéma d'évolution d'une structure passive 146
4.2 Schéma d'évolution d'une structure avec fusion 147
4.3 Schéma des échanges entre la galaxie et les baryons de son environnement 150
4.4 Evolution de la masse de filtrage 154
4.5 Fraction baryonique effective modèle Okamoto 2008 155
4.6 Accrétion bimodale 158
4.7 Rupture des filaments dans une atmosphère chaude développée . . . 159
4.8 Importance relative des phases chaude et froide 160
4.9 Evolution de la fraction de gaz chaud environnant un halo 162
4.10 Evolution des taux d'accrétion pour trois halos différents 172
4.11 Evolution du taux d'accrétion baryonique sur la galaxie centrale . . 173
4.12 Observation de galaxies présentant des *clumps* 177
4.13 Les vents de la galaxie M82 179
4.14 Evolution du rayon de demi-masse pour trois systèmes différents . . 183
4.15 Evolution du rapport σ_v/V 187
4.16 Evolution avec le redshift du rapport σ_v/V dans les disques 188

4.17 Processus de migration des *clumps* . . . 190
4.18 Les différentes composante d'un disque . . . 192
4.19 Propriétés et évolution des *clumps* dans un disque . . . 197
4.20 Les différentes composantes d'un bulbe . . . 203
4.21 Relation de Schimdt-Kennicutt . . . 206
4.22 Schéma d'évolution d'une population stellaire . . . 209
4.23 Distribution des vitesses des vents . . . 216
4.24 Distribution des températures des vents . . . 219
4.25 Fraction d'échappement . . . 223
4.26 Evolution des propriétés de la phase chaude . . . 227
4.27 Evolution des propriétés du trou noir central . . . 228
4.28 Formation de la population de trou noir super-massif . . . 230
4.29 Comparaison de deux modèles de rétro-action . . . 233

5.1 Structuration hiérarchique des appels aux procédures élémentaires d'évolution . . . 242
5.2 Structuration hiérarchique des appels aux procédures traitant des fusions de halos . . . 243
5.3 Schéma de principe du calcul de δt_{hot}^{MAX} . . . 246
5.4 Schéma de principe du couplage des évolutions des phases chaude, froide et de la galaxie . . . 248
5.5 Schéma de principe du couplage des évolutions des composantes disque et bulbe constituant une galaxie . . . 251
5.6 Distributions des durées des pas de temps effectifs pour trois niveaux différents de structuration . . . 252

6.1 Fonctions de masse stellaire pour les modèles m_0, m_1 et m_2 . . . 266
6.2 Relation entre M_{star} et M_{halo} pour les modèles m_0 m_1 et m_2 . . . 269
6.3 Distribution des taux de formation stellaire pour les modèles m_0, m_1 et m_2. . . . 271
6.4 Evolution de la densité moyenne du taux de formation stellaire et de la densité moyenne de masse stellaire pour les modèles m_0, m_1 et m_2. 274
6.5 Fonction de distribution du facteur de charge . . . 277
6.6 Fonctions de masse stellaire pour les modèles m_2 et m_3 . . . 278
6.7 Distribution des taux de formation stellaire pour les modèles m_2 et m_3. . . . 280

6.8 Evolution de la densité moyenne du taux de formation stellaire et de la densité moyenne de masse stellaire pour les modèles m_2 et m_3. 282
6.9 Fonction de masse stellaire, modèle Guo et al. (2011) 284
6.10 Suivis de l'assemblage en masse des halos individuels, modèle Bouché et al. (2010) 290
6.11 Evolution au cours du temps des taux et des masses, modèle Bouché et al. (2010) 291
6.12 Relation de Tully-Fisher extraite du modèle de Bouché et al. (2010) 292
6.13 Schémas de la distribution en densité de masse de la composante disque 295
6.14 Fraction (en masse) de gaz stocké dans le réservoir tampon en fonction de la masse stellaire hébergée par le disque 298
6.15 Fonctions de masse stellaire pour les modèles m_2, m_4 et m_5 299
6.16 Distribution des taux de formation stellaire pour les modèles m_2, m_4 et m_5. 301
6.17 Evolution de la densité moyenne du taux de formation stellaire et de la densité moyenne de masse stellaire pour les modèles m_1 et m_5. 303

Bibliographie

Adams, J. J., Blanc, G. A., Hill, G. J., et al. 2011, ApJS , 192, 5

Agertz, O., Kravtsov, A. V., Leitner, S. N., & Gnedin, N. Y. 2012, ArXiv e-prints

Aguirre, A., Hernquist, L., Schaye, J., et al. 2001, ApJ , 560, 599

Antonuccio-Delogu, V., Dobrotka, A., Becciani, U., et al. 2010, MNRAS , 407, 1338

Arnouts, S., Cristiani, S., Moscardini, L., et al. 1999, MNRAS , 310, 540

Arnouts, S., Moscardini, L., Vanzella, E., et al. 2002, MNRAS , 329, 355

Arnouts, S., Schiminovich, D., Ilbert, O., et al. 2005, ApJL , 619, L43

Aubert, D., Pichon, C., & Colombi, S. 2004, MNRAS , 352, 376

Babul, A. & Rees, M. J. 1992, MNRAS , 255, 346

Baldry, I. K., Balogh, M. L., Bower, R., Glazebrook, K., & Nichol, R. C. 2004a, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 743, The New Cosmology : Conference on Strings and Cosmology, ed. R. E. Allen, D. V. Nanopoulos, & C. N. Pope, 106–119

Baldry, I. K., Glazebrook, K., Brinkmann, J., et al. 2004b, ApJ , 600, 681

Balestra, I., Mainieri, V., Popesso, P., et al. 2010, A&A , 512, A12

Bardeen, J. M., Bond, J. R., Kaiser, N., & Szalay, A. S. 1986, ApJ , 304, 15

Barnes, J. & Efstathiou, G. 1987, ApJ , 319, 575

Barnes, J. & Hut, P. 1986, Nature , 324, 446

Barnes, J. E. & Hernquist, L. E. 1991, ApJL , 370, L65

Baugh, C. M. 2006, Reports on Progress in Physics, 69, 3101

Beckwith, S. V. W., Stiavelli, M., Koekemoer, A. M., et al. 2006, AJ , 132, 1729

Behroozi, P. S., Conroy, C., & Wechsler, R. H. 2010, ApJ , 717, 379

Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Wu, H.-Y. 2013, ApJ , 762, 109

Berkhuijsen, E. M. 1977, A&A , 57, 9

Bertone, S., Stoehr, F., & White, S. D. M. 2005, MNRAS , 359, 1201

Bessell, M. S. 1983, PASP , 95, 480

Bessell, M. S. 1990, PASP , 102, 1181

Bessell, M. S. 2005, ARAA , 43, 293

Béthermin, M., Dole, H., Beelen, A., & Aussel, H. 2010, A&A , 512, A78

Béthermin, M., Doré, O., & Lagache, G. 2012, A&A , 537, L5

Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Flores, R., & Primack, J. R. 1986, ApJ , 301, 27

Bolatto, A. D., Warren, S. S., Leroy, A. K., et al. 2013, ArXiv e-prints

Bolzonella, M., Miralles, J.-M., & Pelló, R. 2000, A&A , 363, 476

Bond, J. R., Cole, S., Efstathiou, G., & Kaiser, N. 1991, ApJ , 379, 440

Bond, J. R., Kofman, L., & Pogosyan, D. 1996, Nature , 380, 603

Bond, J. R. & Myers, S. T. 1996, ApJS , 103, 1

Bondi, H. 1952, MNRAS , 112, 195

Bouché, N., Dekel, A., Genzel, R., et al. 2010, ApJ , 718, 1001

Bouché, N., Murphy, M. T., Péroux, C., et al. 2007, ApJL , 669, L5

Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 1996, A&A , 312, 256

Bournaud, F., Daddi, E., Elmegreen, B. G., et al. 2008, A&A , 486, 741

Bournaud, F., Elmegreen, B. G., & Elmegreen, D. M. 2007, ApJ , 670, 237

Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Franx, M., & Ford, H. 2007, ApJ , 670, 928

Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., et al. 2011, ApJ , 737, 90

Bower, R. G. 1991, MNRAS , 248, 332

Brainerd, T. G., Blandford, R. D., & Smail, I. 1996, ApJ , 466, 623

Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, MNRAS , 344, 1000

Bruzual A., G. 1983, ApJ , 273, 105

Bruzual A., G. & Charlot, S. 1993, ApJ , 405, 538

Bryan, G. L. & Norman, M. L. 1998, apj, 495, 80

Buat, V., Deharveng, J. M., & Donas, J. 1989, A&A , 223, 42

Buat, V., Giovannoli, E., Burgarella, D., et al. 2010, MNRAS , 409, L1

Buat, V. & Xu, C. 1996, A&A , 306, 61

Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, ApJ , 533, 682

Calzetti, D., Kinney, A. L., & Storchi-Bergmann, T. 1994, ApJ , 429, 582

Capak, P., Aussel, H., Ajiki, M., et al. 2007, ApJS , 172, 99

Capelo, P. R., Coppi, P. S., & Natarajan, P. 2012, MNRAS , 422, 686

Caputi, K. I., Cirasuolo, M., Dunlop, J. S., et al. 2011, MNRAS , 413, 162

Caputi, K. I., Lagache, G., Yan, L., et al. 2007, ApJ , 660, 97

Cattaneo, A., Dekel, A., Devriendt, J., Guiderdoni, B., & Blaizot, J. 2006, MNRAS , 370, 1651

Ceverino, D., Dekel, A., & Bournaud, F. 2010, MNRAS , 404, 2151

Ceverino, D., Dekel, A., Mandelker, N., et al. 2012, MNRAS , 420, 3490

Chabrier, G. 2003, PASP , 115, 763

Chapman, S. C., Blain, A. W., Smail, I., & Ivison, R. J. 2005, ApJ , 622, 772

Choi, P. I., Yan, L., Im, M., et al. 2006, ApJ , 637, 227

Cohen, M., Wheaton, W. A., & Megeath, S. T. 2003, AJ , 126, 1090

Cole, S. 1991, ApJ , 367, 45

Cole, S., Aragon-Salamanca, A., Frenk, C. S., Navarro, J. F., & Zepf, S. E. 1994, MNRAS , 271, 781

Cole, S., Helly, J., Frenk, C. S., & Parkinson, H. 2008, MNRAS , 383, 546

Cole, S. & Lacey, C. 1996, MNRAS , 281, 716

Cole, S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Frenk, C. S. 2000, MNRAS , 319, 168

Coleman, G. D., Wu, C.-C., & Weedman, D. W. 1980, ApJS , 43, 393

Colless, M. 1999, Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 357, 105

Colless, M., Dalton, G., Maddox, S., et al. 2001, MNRAS , 328, 1039

Compiègne, M., Abergel, A., Verstraete, L., & Habart, E. 2008, A&A , 491, 797

Compiègne, M., Verstraete, L., Jones, A., et al. 2011, A&A , 525, A103

Conley, A., Guy, J., Sullivan, M., et al. 2011, ApJS , 192, 1

Couchman, H. M. P. & Rees, M. J. 1986, MNRAS , 221, 53

Cowie, L. L., Hu, E. M., & Songaila, A. 1995, AJ , 110, 1576

Cowie, L. L., Hu, E. M., Songaila, A., & Egami, E. 1997, ApJL , 481, L9

Cox, T. J., Jonsson, P., Somerville, R. S., Primack, J. R., & Dekel, A. 2008, MNRAS , 384, 386

Cresci, G., Hicks, E. K. S., Genzel, R., et al. 2009, ApJ , 697, 115

Crighton, N. H. M., Hennawi, J. F., & Prochaska, J. X. 2013, ArXiv e-prints

Croton, D. J., Springel, V., White, S. D. M., et al. 2006, MNRAS , 365, 11

Cucciati, O., Tresse, L., Ilbert, O., et al. 2012, A&A , 539, A31

Davis, M., Efstathiou, G., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1985, ApJ , 292, 371

de Souza, R. S., Rodrigues, L. F. S., Ishida, E. E. O., & Opher, R. 2011, MNRAS , 415, 2969

Debuhr, J., Quataert, E., & Ma, C.-P. 2011, MNRAS , 412, 1341

Deharveng, J.-M., Sasseen, T. P., Buat, V., et al. 1994, A&A , 289, 715

Dekel, A., Birnboim, Y., Engel, G., et al. 2009a, Nature, 457, 451

Dekel, A., Sari, R., & Ceverino, D. 2009b, ApJ , 703, 785

Dekel, A. & Silk, J. 1986, ApJ , 303, 39

Dekker, H., D'Odorico, S., Kaufer, A., Delabre, B., & Kotzlowski, H. 2000, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4008, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. Moorwood, 534–545

Desert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, A&A , 237, 215

Devriendt, J. E. G., Guiderdoni, B., & Sadat, R. 1999, A&A , 350, 381

Dole, H., Lagache, G., Puget, J.-L., et al. 2006, A&A , 451, 417

Domínguez Sánchez, H., Mignoli, M., Pozzi, F., et al. 2012, MNRAS , 426, 330

Domínguez Sánchez, H., Pozzi, F., Gruppioni, C., et al. 2011, MNRAS , 417, 900

Doroshkevich, A. G., Zel'dovich, Y. B., & Novikov, I. D. 1967, Soviet. Ast., 11, 233

Draine, B. T. 2004, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 309, Astrophysics of Dust, ed. A. N. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine, 691

Draine, B. T. & Li, A. 2001, ApJ , 551, 807

Dressler, A. 1980a, ApJS , 42, 565

Dressler, A. 1980b, ApJ , 236, 351

Dressler, A., Oemler, Jr., A., Couch, W. J., et al. 1997, ApJ , 490, 577

Drory, N., Bundy, K., Leauthaud, A., et al. 2009, ApJ , 707, 1595

Dunne, L., Ivison, R. J., Maddox, S., et al. 2009, MNRAS , 394, 3

Efstathiou, G. 1992, MNRAS , 256, 43P

Efstathiou, G. 2000, MNRAS , 317, 697

Efstathiou, G. & Jones, B. J. T. 1979, MNRAS , 186, 133

Eisenhauer, F., Abuter, R., Bickert, K., et al. 2003, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4841, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 1548–1561

Eisenstein, D. J. & Hut, P. 1998, ApJ , 498, 137

Eisenstein, D. J. & Loeb, A. 1995, ApJ , 439, 520

Elbaz, D. & Cesarsky, C. J. 2003, Science, 300, 270

Elmegreen, B. G. 2009, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 419, Galaxy Evolution : Emerging Insights and Future Challenges, ed. S. Jogee, I. Marinova, L. Hao, & G. A. Blanc, 23

Elmegreen, B. G. & Elmegreen, D. M. 2005, ApJ , 627, 632

Fadda, D., Lari, C., Rodighiero, G., et al. 2004, A&A , 427, 23

Fakhouri, O., Ma, C.-P., & Boylan-Kolchin, M. 2010, MNRAS , 406, 2267

Fasano, G., Poggianti, B. M., Couch, W. J., et al. 2000, ApJ , 542, 673

Faucher-Giguère, C.-A., Kereš, D., & Ma, C.-P. 2011, MNRAS , 417, 2982

Fazio, G. G., Ashby, M. L. N., Barmby, P., et al. 2004, ApJS , 154, 39

Feulner, G., Goranova, Y., Drory, N., Hopp, U., & Bender, R. 2005, MNRAS , 358, L1

Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1997, A&A , 326, 950

Flagey, N., Boulanger, F., Verstraete, L., et al. 2006, A&A , 453, 969

Fontana, A., Salimbeni, S., Grazian, A., et al. 2006, A&A , 459, 745

Förster Schreiber, N. M., Genzel, R., Bouché, N., et al. 2009, ApJ , 706, 1364

Freedman, W. L. 1984, PhD thesis, UNIVERSITY OF TORONTO (CANADA).

Freeman, K. C. 1970, ApJ , 160, 811

Genel, S., Bouché, N., Naab, T., Sternberg, A., & Genzel, R. 2010, ApJ , 719, 229

Genzel, R., Burkert, A., Bouché, N., et al. 2008, ApJ , 687, 59

Giard, M., Lamarre, J. M., Pajot, F., & Serra, G. 1994, A&A , 286, 203

Gispert, R., Lagache, G., & Puget, J. L. 2000, A&A , 360, 1

Gnedin, N. Y. 2000, ApJ , 542, 535

Groves, B., Dopita, M. A., Sutherland, R. S., et al. 2008, ApJS , 176, 438

Guiderdoni, B., Hivon, E., Bouchet, F. R., & Maffei, B. 1998, MNRAS , 295, 877

Guiderdoni, B. & Rocca-Volmerange, B. 1987, A&A , 186, 1

Guillard, P., Boulanger, F., Pineau Des Forêts, G., & Appleton, P. N. 2009, A&A , 502, 515

Guillard, P., Boulanger, F., Pineau des Forêts, G., et al. 2012, ApJ , 749, 158

Guo, Q., White, S., Boylan-Kolchin, M., et al. 2011, MNRAS , 413, 101

Hatton, S., Devriendt, J. E. G., Ninin, S., et al. 2003, MNRAS , 343, 75

Hayes, D. S., Latham, D. W., & Hayes, S. H. 1975, ApJ , 197, 587

Heckman, T. M., Lehnert, M. D., Strickland, D. K., & Armus, L. 2000, ApJS , 129, 493

Hernquist, L. 1990, ApJ , 356, 359

Hildebrandt, H., Arnouts, S., Capak, P., et al. 2010, A&A , 523, A31

Hoekstra, H., Yee, H. K. C., & Gladders, M. D. 2004, ApJ , 606, 67

Hopkins, A. M. & Beacom, J. F. 2006, ApJ , 651, 142

Hopkins, P. F., Kereš, D., & Murray, N. 2013, MNRAS , 432, 2639

Hopkins, P. F., Somerville, R. S., Hernquist, L., et al. 2006, ApJ , 652, 864

Hornschemeier, A. E., Brandt, W. N., Garmire, G. P., et al. 2001, ApJ , 554, 742

Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J., et al. 2004, ApJS , 154, 18

Hubble, E. P. 1925a, Popular Astronomy, 33, 252

Hubble, E. P. 1925b, The Observatory, 48, 139

Hubble, E. P. 1926, ApJ , 64, 321

Huchra, J. P. & Geller, M. J. 1982, ApJ , 257, 423

Huynh, M. T., Frayer, D. T., Mobasher, B., et al. 2007, ApJL , 667, L9

Ikeuchi, S. 1986, ApSS , 118, 509

Ilbert, O., Arnouts, S., McCracken, H. J., et al. 2006, A&A , 457, 841

Ilbert, O., McCracken, H. J., Le Fevre, O., et al. 2013, ArXiv e-prints

Ilbert, O., Salvato, M., Le Floc'h, E., et al. 2010, ApJ , 709, 644

Ilbert, O., Tresse, L., Arnouts, S., et al. 2004, MNRAS , 351, 541

Johnson, H. L. & Morgan, W. W. 1953, ApJ , 117, 313

Kaeufl, H.-U., Ballester, P., Biereichel, P., et al. 2004, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5492, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye, 1218–1227

Kahn, F. D. 1975, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 11, International Cosmic Ray Conference, 3566

Kauffmann, G., Colberg, J. M., Diaferio, A., & White, S. D. M. 1999, MNRAS , 303, 188

Kauffmann, G. & White, S. D. M. 1993, MNRAS , 261, 921

Kauffmann, G., White, S. D. M., & Guiderdoni, B. 1993, MNRAS , 264, 201

Kennicutt, Jr., R. C. 1989, ApJ , 344, 685

Kennicutt, Jr., R. C. 1998a, ARAA , 36, 189

Kennicutt, Jr., R. C. 1998b, ApJ , 498, 541

Kennicutt, Jr., R. C., Tamblyn, P., & Congdon, C. E. 1994, ApJ , 435, 22

Kereš, D., Katz, N., Weinberg, D. H., & Davé, R. 2005, MNRAS , 363, 2

Kewley, L. J., Geller, M. J., Jansen, R. A., & Dopita, M. A. 2002, AJ , 124, 3135

Khochfar, S. & Silk, J. 2009, ApJL , 700, L21

Klypin, A., Kravtsov, A. V., Bullock, J. S., & Primack, J. R. 2001, ApJ , 554, 903

Klypin, A. A., Trujillo-Gomez, S., & Primack, J. 2011, ApJ , 740, 102

Komatsu, E. & Seljak, U. 2001, MNRAS , 327, 1353

Kowalski, M., Rubin, D., Aldering, G., et al. 2008, ApJ , 686, 749

Kravtsov, A. V., Gnedin, O. Y., & Klypin, A. A. 2004, ApJ , 609, 482

Krongold, Y., Nicastro, F., Elvis, M., et al. 2007, ApJ , 659, 1022

Kroupa, P. 2001, MNRAS , 322, 231

Labbé, I., González, V., Bouwens, R. J., et al. 2010, ApJL , 708, L26

Lacey, C. & Cole, S. 1993, MNRAS , 262, 627

Lacey, C. & Cole, S. 1994, MNRAS , 271, 676

Lagache, G., Haffner, L. M., Reynolds, R. J., & Tufte, S. L. 2000, A&A , 354, 247

Lagache, G. & Puget, J. L. 2000, A&A , 355, 17

Lahav, O., Lilje, P. B., Primack, J. R., & Rees, M. J. 1991, MNRAS , 251, 128

Landolt, A. U. 1983, AJ , 88, 439

Landolt, A. U. 1992, AJ , 104, 340

Law, D. R., Steidel, C. C., Erb, D. K., et al. 2007, ApJ , 669, 929

Law, D. R., Steidel, C. C., Erb, D. K., et al. 2009, ApJ , 697, 2057

Le Fèvre, O., Vettolani, G., Garilli, B., et al. 2005, A&A , 439, 845

Le Fèvre, O., Vettolani, G., Paltani, S., et al. 2004, A&A , 428, 1043

Le Floc'h, E., Papovich, C., Dole, H., et al. 2005, ApJ , 632, 169

Leauthaud, A., Finoguenov, A., Kneib, J.-P., et al. 2010, ApJ , 709, 97

Leauthaud, A., Tinker, J., Bundy, K., et al. 2012, ApJ , 744, 159

Lee, J. C., Gil de Paz, A., Tremonti, C., et al. 2009, ApJ , 706, 599

Lehnert, M. D. & Heckman, T. M. 1996, ApJ , 472, 546

Lilly, S. J., Le Fevre, O., Hammer, F., & Crampton, D. 1996, ApJL , 460, L1

Lilly, S. J., Tresse, L., Hammer, F., Crampton, D., & Le Fevre, O. 1995, ApJ , 455, 108

Lu, Y., Kereš, D., Katz, N., et al. 2011, MNRAS , 416, 660

Macciò, A. V., Dutton, A. A., & van den Bosch, F. C. 2008, MNRAS , 391, 1940

Macciò, A. V., Stinson, G., Brook, C. B., et al. 2012, ApJL , 744, L9

Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, MNRAS , 283, 1388

Madau, P., Pozzetti, L., & Dickinson, M. 1998, ApJ , 498, 106

Madore, B. F., van den Bergh, S., & Rogstad, D. H. 1974, ApJ , 191, 317

Magnelli, B., Elbaz, D., Chary, R. R., et al. 2009, A&A , 496, 57

Magnelli, B., Elbaz, D., Chary, R. R., et al. 2011, A&A , 528, A35

Makino, N., Sasaki, S., & Suto, Y. 1998, ApJ , 497, 555

Mandelbaum, R., Hirata, C. M., Broderick, T., Seljak, U., & Brinkmann, J. 2006a, MNRAS , 370, 1008

Mandelbaum, R., Seljak, U., Cool, R. J., et al. 2006b, MNRAS , 372, 758

Mannucci, F., Basile, F., Poggianti, B. M., et al. 2001, MNRAS , 326, 745

Maraston, C. 1998, MNRAS , 300, 872

Maraston, C. 2005, MNRAS , 362, 799

Maraston, C., Nieves Colmenárez, L., Bender, R., & Thomas, D. 2009, A&A , 493, 425

Marsden, G., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2009, ApJ , 707, 1729

Martin, C. L. 1999, ApJ , 513, 156

Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, ApJ , 217, 425

Matsuura, S., Shirahata, M., Kawada, M., et al. 2011, ApJ , 737, 2

McKay, T. A., Sheldon, E. S., Racusin, J., et al. 2001, ArXiv Astrophysics e-prints

Meiksin, A. & Madau, P. 1993, ApJ , 412, 34

Meurer, G. R., Heckman, T. M., Lehnert, M. D., Leitherer, C., & Lowenthal, J. 1997, AJ , 114, 54

Mo, H. J., Mao, S., & White, S. D. M. 1998, MNRAS , 295, 319

Moster, B. P., Somerville, R. S., Maulbetsch, C., et al. 2010, ApJ , 710, 903

Muñoz-Cuartas, J. C., Macciò, A. V., Gottlöber, S., & Dutton, A. A. 2011, MNRAS , 411, 584

Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1995, MNRAS , 275, 56

Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, ApJ , 462, 563

Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, ApJ , 490, 493

Neistein, E. & Dekel, A. 2008a, MNRAS , 383, 615

Neistein, E. & Dekel, A. 2008b, MNRAS , 388, 1792

Neistein, E., van den Bosch, F. C., & Dekel, A. 2006, MNRAS , 372, 933

Noeske, K. G., Weiner, B. J., Faber, S. M., et al. 2007, ApJL , 660, L43

Ocvirk, P., Pichon, C., & Teyssier, R. 2008, MNRAS , 390, 1326

Ogiya, G. & Mori, M. 2011, ApJL , 736, L2

Ogle, P., Boulanger, F., Guillard, P., et al. 2010, ApJ , 724, 1193

Okamoto, T., Gao, L., & Theuns, T. 2008, MNRAS , 390, 920

Oke, J. B. 1974, ApJS , 27, 21

Oke, J. B. & Gunn, J. E. 1983, ApJ , 266, 713

Onodera, M., Renzini, A., Carollo, M., et al. 2012, ApJ , 755, 26

Ostriker, J. P., Choi, E., Ciotti, L., Novak, G. S., & Proga, D. 2010, ApJ , 722, 642

Padmanabhan, N., Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., et al. 2008, ApJ , 674, 1217

Padmanabhan, N., Schlegel, D. J., Seljak, U., et al. 2007, MNRAS , 378, 852

Papovich, C., Rudnick, G., Le Floc'h, E., et al. 2007, ApJ , 668, 45

Peebles, P. J. E. 1969, ApJ , 155, 393

Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2013, ArXiv e-prints

Polletta, M., Tajer, M., Maraschi, L., et al. 2007, ApJ , 663, 81

Pozzetti, L., Bolzonella, M., Zucca, E., et al. 2010, A&A , 523, A13

Press, W. H. & Schechter, P. 1974, ApJ , 187, 425

Proga, D. & Kallman, T. R. 2004, ApJ , 616, 688

Proga, D., Stone, J. M., & Kallman, T. R. 2000, ApJ , 543, 686

Puget, J.-L., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 1996, A&A , 308, L5

Quinn, T., Katz, N., & Efstathiou, G. 1996, MNRAS , 278, L49

Reach, W. T., Megeath, S. T., Cohen, M., et al. 2005, PASP , 117, 978

Reddy, N. A., Pettini, M., Steidel, C. C., et al. 2012, ApJ , 754, 25

Reddy, N. A., Steidel, C. C., Pettini, M., et al. 2008, ApJS , 175, 48

Rees, M. J. 1986, MNRAS , 218, 25P

Riess, A. G., Strolger, L.-G., Casertano, S., et al. 2007, ApJ , 659, 98

Roberts, M. S. & Haynes, M. 1994, in European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, Vol. 49, European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, ed. G. Meylan & P. Prugniel, 197

Rodighiero, G., Cimatti, A., Gruppioni, C., et al. 2010a, A&A , 518, L25

Rodighiero, G., Daddi, E., Baronchelli, I., et al. 2011, ApJL , 739, L40

Rodighiero, G., Vaccari, M., Franceschini, A., et al. 2010b, A&A , 515, A8

Rubin, V. C., Ford, W. K. J., & Roberts, M. S. 1979, ApJ , 230, 35

Rubin, V. C., Thonnard, N., & Ford, Jr., W. K. 1977, ApJL , 217, L1

Rupke, D. S., Veilleux, S., & Sanders, D. B. 2002, ApJ , 570, 588

Salaris, M. & Cassisi, S. 2005, Evolution of Stars and Stellar Populations

Salpeter, E. E. 1955, ApJ , 121, 161

Sanders, D. B., Mazzarella, J. M., Kim, D.-C., Surace, J. A., & Soifer, B. T. 2003, AJ , 126, 1607

Sanders, D. B., Salvato, M., Aussel, H., et al. 2007, ApJS , 172, 86

Santini, P., Fontana, A., Grazian, A., et al. 2009, A&A , 504, 751

Sargent, M. T., Béthermin, M., Daddi, E., & Elbaz, D. 2012, ApJL , 747, L31

Savage, B. D. & Mathis, J. S. 1979, ARAA , 17, 73

Scalo, J. 1998, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 142, The Stellar Initial Mass Function (38th Herstmonceux Conference), ed. G. Gilmore & D. Howell, 201

Schechter, P. 1976, ApJ , 203, 297

Schmidt, M. 1959, ApJ , 129, 243

Seljak, U. 2012, Nature , 482, 475

Sellwood, J. A. & McGaugh, S. S. 2005, ApJ , 634, 70

Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., & Adelberger, K. L. 2003, ApJ , 588, 65

Sheth, R. K. & Lemson, G. 1999, MNRAS , 305, 946

Sheth, R. K., Mo, H. J., & Tormen, G. 2001, MNRAS , 323, 1

Sheth, R. K. & Tormen, G. 2004, MNRAS , 350, 1385

Silk, J. 2003, MNRAS , 343, 249

Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, AJ , 131, 1163

Smith, J. A., Tucker, D. L., Allam, S. S., et al. 2007, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 364, The Future of Photometric, Spectrophotometric and Polarimetric Standardization, ed. C. Sterken, 91

Smith, S. 1936, ApJ , 83, 23

Smoot, G. F., Bennett, C. L., Kogut, A., et al. 1991, ApJL , 371, L1

Somerville, R. S. 2002, ApJL , 572, L23

Somerville, R. S., Hopkins, P. F., Cox, T. J., Robertson, B. E., & Hernquist, L. 2008, MNRAS , 391, 481

Somerville, R. S. & Kolatt, T. S. 1999, MNRAS , 305, 1

Spergel, D. N., Bean, R., Doré, O., et al. 2007, ApJS , 170, 377

Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., et al. 2005, Nature , 435, 629

Stark, D. P., Ellis, R. S., Bunker, A., et al. 2009, ApJ , 697, 1493

Stark, D. P., Schenker, M. A., Ellis, R., et al. 2013, ApJ , 763, 129

Stoll, R., Mathur, S., Krongold, Y., & Nicastro, F. 2009, ArXiv e-prints

Stone, R. P. S. 1996, ApJS , 107, 423

Sutherland, R. S. & Dopita, M. A. 1993, apjs, 88, 253

Suto, Y., Sasaki, S., & Makino, N. 1998, ApJ , 509, 544

Teyssier, R., Chapon, D., & Bournaud, F. 2010, ApJL , 720, L149

Thuan, T. X. & Gunn, J. E. 1976, PASP , 88, 543

Tinsley, B. M. 1978, ApJ , 222, 14

Toomre, A. 1963, ApJ , 138, 385

Toomre, A. 1964, ApJ , 139, 1217

Tresse, L., Ilbert, O., Zucca, E., et al. 2007, A&A , 472, 403

Tweed, D., Devriendt, J., Blaizot, J., Colombi, S., & Slyz, A. 2009, A&A , 506, 647

van de Voort, F., Schaye, J., Booth, C. M., Haas, M. R., & Dalla Vecchia, C. 2010, ArXiv e-prints

van den Bergh, S. 1996, AJ , 112, 2634

Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., & Tapken, C. 2008, A&A , 491, 89

Walcher, J., Groves, B., Budavári, T., & Dale, D. 2011, ApSS , 331, 1

Wechsler, R. H., Zentner, A. R., Bullock, J. S., Kravtsov, A. V., & Allgood, B. 2006, ApJ , 652, 71

Weinberg, D. H., Hernquist, L., & Katz, N. 1997, ApJ , 477, 8

Weiner, B. J., Coil, A. L., Prochaska, J. X., et al. 2009, ApJ , 692, 187

Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2001, ApJ , 548, 296

Weinmann, S. M., Neistein, E., & Dekel, A. 2011, MNRAS , 417, 2737

Whitaker, K. E., Labbé, I., van Dokkum, P. G., et al. 2011, ApJ , 735, 86

Whitaker, K. E., van Dokkum, P. G., Brammer, G., & Franx, M. 2012, ApJL , 754, L29

White, S. D. M. & Frenk, C. S. 1991, ApJ , 379, 52

White, S. D. M. & Silk, J. 1979, ApJ , 231, 1

Wilkins, S. M., Trentham, N., & Hopkins, A. M. 2008, MNRAS , 385, 687

Williams, R. E., Blacker, B., Dickinson, M., et al. 1996, AJ , 112, 1335

Worthey, G. 1994, ApJS , 95, 107

Wyder, T. K., Treyer, M. A., Milliard, B., et al. 2005, ApJL , 619, L15

Yang, X., Mo, H. J., & van den Bosch, F. C. 2009, ApJ , 695, 900

York, D. G., Adelman, J., Anderson, Jr., J. E., et al. 2000, AJ , 120, 1579

Zamojski, M. A., Schiminovich, D., Rich, R. M., et al. 2007, ApJS , 172, 468

Zhang, J., Fakhouri, O., & Ma, C.-P. 2008, MNRAS , 389, 1521

Zhao, D. H., Jing, Y. P., Mo, H. J., & Börner, G. 2009, ApJ , 707, 354

Zwicky, F. 1937, ApJ , 86, 217