



HAL
open science

Formation de galaxies pendant et après la réionisation

Nicolas Gillet

► **To cite this version:**

Nicolas Gillet. Formation de galaxies pendant et après la réionisation. Astrophysique [astro-ph]. Université de Strasbourg, 2016. Français. NNT : 2016STRAE019 . tel-01466746

HAL Id: tel-01466746

<https://theses.hal.science/tel-01466746>

Submitted on 13 Feb 2017

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.

ÉCOLE DOCTORALE 182
Observatoire astronomique de Strasbourg

THÈSE présentée par :

Nicolas GILLET

soutenue le : 16 Septembre 2016

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Astrophysique

Formation de galaxies pendant et après la Réionisation

THÈSE dirigée par :

M. AUBERT Dominique

Maitre de conférence, université de Strasbourg

RAPPORTEURS :

M. MACCIO Andrea

Professeur, NYU of Abu Dhabi

M. WISE John

Professeur, Georgia Institute of Technology

AUTRES MEMBRES DU JURY :

M. SEMELIN Benoît

Professeur, LERMA

M. BOILY Christian

Professeur, université de Strasbourg

M. IBATA Rodrigo

Directeur de recherche, CNRS

Résumé

FORMATION DES GALAXIES PENDANT ET APRÈS LA RÉIONISATION

L'époque de la Réionisation est la transition d'un Univers rempli d'hydrogène neutre et relativement froid à un Univers rempli de gaz chaud et ionisé. Cette transition intervient à peine un milliard d'années après le Big Bang. Le processus de réionisation est dû à l'émission de photons ionisants par les premières étoiles et premières galaxies à se former.

Le travail de cette thèse consiste en l'étude de la formation des galaxies pendant et après la Réionisation, et en particulier de l'impact de cette dernière sur la formation stellaire. Dans le scénario de formation hiérarchique, de petites galaxies se forment, croissent, et fusionnent pour en former de plus massives. Ce modèle permet d'expliquer leurs variétés de formes et de masses observées aujourd'hui. Dans ce contexte, la Réionisation se place au début de l'histoire de formation des galaxies et va agir pendant moins d'un dixième de la durée de l'Univers. Malgré sa brièveté, elle va laisser une empreinte dans chacune et sur l'histoire de formation galactique générale.

En utilisant des modèles et des simulations numériques, il est possible d'étudier le processus de Réionisation de l'Univers en détail, avec par exemple comme contraintes les observations du milieu intergalactique et des galaxies à haut redshift. L'observation de l'Univers local permet aussi de contraindre les modèles : en effet, les galaxies les moins lumineuses, observées uniquement dans notre entourage, sont les premières briques du modèle hiérarchique assemblées pendant la Réionisation. Pour le moment, les modèles et simulations ont des difficultés à reproduire les propriétés de ces galaxies. Des processus physiques de couplage entre les différentes composantes (matière noire, gaz, étoiles) sont nécessaires, comme par exemple la rétro-action stellaire sous forme de supernova ou de radiation ultraviolette.

Dans cette thèse, je me suis concentré dans un premier temps sur les effets de coupure de la formation stellaire pendant et après la Réionisation de manière globale. J'ai eu accès à des simulations d'un nouveau type, qui modélisent la propagation du rayonnement ionisant couplé avec la dynamique et avec l'évolution des propriétés de la matière dans un volume cosmologique. À partir de l'analyse de ces simulations nous avons décrit et quantifié la rétro-action de la Réionisation sur la formation galactique.

Dans un second temps, j'ai étudié en détail l'impact de la Réionisation sur les plus petites galaxies, en particulier, le cas de leur distribution spatiale dans l'Univers local, dans le but de reproduire et comprendre certaines observations. J'ai réalisé des simulations de la Réionisation dans l'Univers local, pour étudier son influence sur des analogues des galaxies observées autour de la Voie Lactée et pour m'intéresser particulièrement à une observation, le plan de galaxies de satellites de M31. Ainsi j'ai pu démontrer que ces structures peuvent être reproduite dans nos modèles.

MOTS CLEFS : réionisation – galaxies : formation – galaxies : grand redshift – simulations numériques – transfert radiatif – RAMSES-CUDATON

Abstract

GALAXY FORMATION DURING AND AFTER THE REIONIZATION

The Epoch of Reionization is the transition from a Universe full of cold and neutral hydrogen to a hot and ionized Universe : it occurs one billion years after the Big Bang and is driven by the ionizing photons emitted by the first stars and galaxies.

This thesis analyses the galaxy formation during and after the Reionization, focusing on the feedback of the Reionization on the stellar formation. In the hierarchical model of galaxy formation, small galaxies accrete matter and merge into more massive ones. This model can explain the diversity of shapes and masses of the galaxies observed today. In this framework, the Reionization happened at the beginning of the galaxy formation history and lasted for less than a tenth of the Universe duration. Despite this brevity, it influenced the evolution of all galaxies and affected the whole galaxy formation process.

Using models and numerical simulations, we can study in details the Reionization process. Observations of galaxies and intergalactic medium at high redshift constrain those models, as well as observations of the local Universe, which is the only place where low luminosity galaxies can be observed. Those small galaxies are the first building blocks of the galaxy formation process, but their observed properties are still conflicting with the models.

In this thesis, I focus on the radiative suppression of stellar formation caused by the Reionization. For this purpose, I used a new generation of simulations, able to take into account the radiative transfer as well as the hydrodynamics in a cosmological volume. From the analysis of those simulations, I described and quantified the feedback from the Reionization on the stellar formation.

I also studied in details the Reionization of the smallest galaxies, focusing on their spatial distribution in the local Universe to understand and reproduce the observations. I performed simulations of the Reionization in the local Universe to study its impact on analogs of galaxies observed around the Milky Way. I looked in particular at the distribution of satellites around M31-like galaxies and found that the observed vast plane of satellites could be reproduced in our models.

KEYWORDS : reionization – galaxies : formation – galaxies : high redshift – numerical simulations – radiative transfer – RAMSES-CUDATON

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Introduction Générale | 1 |
| 1 Contexte et outils | 3 |
| 1.1 Le modèle standard | 3 |
| 1.2 L'époque de la Réionisation | 5 |
| 1.2.1 Formation des premières galaxies | 7 |
| 1.2.2 Les premières étoiles | 11 |
| 1.2.3 Observables pendant l'époque de Réionisation | 11 |
| 1.3 Le Groupe Local | 15 |
| 1.3.1 Environnement local et cosmologique | 16 |
| 1.3.2 Les problèmes des "petites échelles" | 18 |
| 1.3.3 Les galaxies satellites et la Réionisation | 22 |
| 1.3.4 Constrained Local UniverES : le projet CLUES | 22 |
| 1.4 Simuler la Réionisation | 25 |
| 1.4.1 RAMSES | 25 |
| 1.4.2 ATON | 27 |
| 1.4.3 Le couplage : RAMSES-CUDATON | 30 |
| 1.4.4 Détection et mesure des propriétés des galaxies et de leurs halos | 31 |
| | |
| I Formation des galaxies pendant la Réionisation | 33 |
| | |
| 2 Cosmic Dawn, simulation couplée de l'Univers Jeune | 35 |
| 2.1 Présentation de la simulation CoDa | 35 |
| 2.1.1 Paramètres de la simulation | 35 |
| 2.1.2 Données | 36 |
| 2.2 Résultats | 36 |
| 2.2.1 Propriétés globales de la Réionisation | 36 |
| 2.2.2 La formation de galaxies | 38 |
| 2.2.3 Impact de la Réionisation sur la formation de galaxies | 41 |
| 2.2.4 Effet environnemental | 44 |
| 2.2.5 Conclusion | 45 |
| 2.3 Ocvirk et al. (2015) | 46 |
| | |
| 3 Étude de résolution et exploration des paramètres | 71 |
| 3.1 La grille de résolution et les paramètres de RAMSES-CUDATON | 71 |
| 3.2 Étude de résolution | 72 |
| 3.2.1 L'histoire de réionisation | 73 |
| 3.2.2 Masse de coupure de formation stellaire | 74 |
| 3.3 Exploration des paramètres | 77 |
| 3.3.1 Masse des particules stellaires | 77 |

| | | |
|------------|--|------------|
| 3.3.2 | Seuil de sur-densité de formation stellaire | 78 |
| 3.3.3 | Température seuil de formation stellaire | 79 |
| 3.3.4 | Efficacité de formation stellaire | 80 |
| 3.3.5 | Fraction d'échappement | 82 |
| 3.3.6 | Température du corps noir | 83 |
| 3.4 | Conclusion de l'étude de résolution et de l'exploration des paramètres | 84 |
| 4 | Réionisation du Groupe Local | 87 |
| 4.1 | Les simulations CLUES | 87 |
| 4.1.1 | Presentation des simulations | 87 |
| 4.1.2 | Comparaison des deux simulations CLUES | 88 |
| 4.2 | Modèle de rétro-action post-traitement | 88 |
| 4.2.1 | Halos comme sources de photons | 89 |
| 4.2.2 | Les classes de halos | 89 |
| 4.2.3 | Seuil d'ionisation de formation stellaire | 90 |
| 4.2.4 | Comparaison du modèle semi-analytique avec les résultats de la simulation CoDa | 90 |
| 4.3 | Reionisation du Groupe Local | 91 |
| 4.3.1 | Ocvirk et al. (2014) | 93 |
| II | Les plans de galaxies satellites | 107 |
| 5 | Les satellites d'Andromède, son plan, et les simulations CLUES | 109 |
| 5.1 | Les satellites et le plan d'Andromède | 109 |
| 5.2 | Les simulations du Groupe Local | 110 |
| 5.2.1 | Comparaison des deux simulations CLUES | 110 |
| 5.2.2 | Modèles de populations de satellites | 111 |
| 5.2.3 | Indépendance des modèles | 112 |
| 5.2.4 | Volumes de sélections | 113 |
| 5.2.5 | Comparaison des modèles de populations de satellites à celle d'Andromède | 114 |
| 6 | Détecter et caractériser les plans de satellites | 117 |
| 6.1 | Méthode de détection de Plans | 117 |
| 6.2 | Caractérisation d'un plan par rapport à une distribution aléatoire | 117 |
| 6.2.1 | Probabilité de position | 118 |
| 6.2.2 | Probabilité des vitesses | 119 |
| 6.2.3 | Probabilité total d'une détection | 122 |
| 7 | Les plans dans les simulations CLUES | 123 |
| 7.1 | Comparaisons des plans CLUES et M31 | 123 |
| 7.2 | Gillet et al. (2015) | 127 |
| 7.3 | Gillet et al. (2016) | 142 |
| III | Conclusions et perspectives | 157 |

Introduction Générale

Le travail de cette thèse consiste en l'étude de la formation des galaxies pendant et après la Réionisation, et en particulier de l'impact de cette dernière sur la formation stellaire. La Réionisation est la transition d'un Univers rempli d'hydrogène neutre et froid à un Univers rempli de gaz ionisé et chaud, causé par le rayonnement ultraviolet des premières étoiles et galaxies moins d'un milliard d'années après le Big Bang. Dans le scénario de formation hiérarchique, de petites galaxies se forment, croissent, et fusionnent pour en former de plus massives. Ce modèle permet d'expliquer la variété de formes et de masses observée aujourd'hui. Dans ce contexte, la Réionisation se place au début de l'histoire de formation des galaxies et va agir pendant moins d'un dixième de la durée de l'Univers. Malgré sa brièveté, elle va laisser une empreinte dans chaque galaxie et sur l'histoire de formation galactique générale.

Les questions auxquelles je m'intéresse sont :

- Quelles sont les sources du rayonnement ionisant ? Les étoiles ou les quasars ? les mini-halos ou les progéniteurs de galaxies massives ?
- Comment se déroule le processus de Réionisation ? Quelle est le redshift de Réionisation ? Quelle est la géométrie de la propagation du rayonnement ?
- Comment le rayonnement affecte les propriétés des galaxies ? Quelles sont les halos les plus affectés ? Est-ce que ces effets dépendent de l'environnement d'évolution des galaxies ?
- Comment cette influence de la Réionisation sur la formation de galaxies se reflète dans les observations de l'Univers local ? Est-ce que certaines propriétés induites par la Réionisation sur les galaxies sont encore observables aujourd'hui ?

En utilisant des modèles et des simulations numériques, il est possible d'étudier le processus de Réionisation de l'Univers en détail, avec par exemple comme contraintes les observations du milieu intergalactique et des galaxies à haut redshift. L'observation de l'Univers local permet aussi de contraindre les modèles : en effet, les galaxies les moins lumineuses, observées uniquement dans notre entourage, sont les premières briques du modèle hiérarchique assemblées pendant la Réionisation. Pour le moment, les modèles et les simulations ont des difficultés à reproduire les propriétés de ces galaxies. Des processus physiques de couplage entre les différentes composantes (matière noire, gaz, étoiles) sont nécessaires, comme par exemple la rétro-action stellaire sous forme de supernova ou de radiation ultraviolette.

Dans cette thèse, je me suis concentré dans un premier temps sur les effets globaux de coupure de la formation stellaire pendant et après la Réionisation. Les changements d'état et de température globaux du gaz modifient les règles de formation stellaire et il est attendu que la Réionisation empêche la formation des plus petites galaxies à haut redshift. Dans un second temps, j'ai étudié en détail l'impact de la Réionisation sur les plus petites galaxies et en particulier, le cas de leur distribution spatiale dans l'Univers local, dans le but de reproduire et de comprendre certaines observations.

Pour faire cette thèse j'ai disposé de simulations d'un nouveau type, qui modélisent la propagation du rayonnement ionisant, couplé avec la dynamique et avec l'évolution des propriétés de la matière dans un volume cosmologique. Parmi ces simulations j'ai eu accès à la simulation CoDa, qui est l'une des plus grande simulation en éléments de résolution pour ce type de modélisation. Son analyse a demandé l'adaptation des outils classiques d'analyse pour pouvoir traiter la grande quantité de données. J'ai aussi réalisé des simulations plus modestes de la Réionisation dans l'Univers local, pour étudier son influence sur des analogues des galaxies observées autour de la Voie Lactée et pour m'intéresser particulièrement

à une observation, le plan de galaxies de satellites de M31. Dans cette étude j'ai analysé et comparé les méthodes de détections de plans pour en rechercher dans les simulations, et les comparer rigoureusement aux observations.

Organisation du manuscrit Le manuscrit s'organise comme suit :

- **CONTEXTE ET OUTILS** : une introduction générale du contexte astrophysique de cette thèse, ainsi que la présentation des outils et données numériques utilisés.
- **FORMATION DE GALAXIES PENDANT LA RÉIONISATION** : la première partie s'applique à mettre en évidence l'effet de la Réionisation sur la formation galactique. Cette étude s'appuie sur des simulations cosmologiques de l'Univers jeune. L'analyse se fait à la fois sur une simulation qui prend en compte de manière couplée la propagation du rayonnement UV responsable de la Réionisation et sur un ensemble de simulations qui traite la propagation du rayonnement de manière non-couplée.
- **LES PLANS DE GALAXIES SATELLITES** : la deuxième partie traite d'une observation particulière à bas redshift : les plans de galaxies satellites observés dans le Groupe Local. Les propriétés de ces galaxies et leur distribution particulière ont été étudiées en prenant en compte une Réionisation réaliste et en définissant rigoureusement les outils de détection et de quantification des structures.

Ce manuscrit est articulé autour des publications réalisées pendant cette thèse. Chaque chapitre consiste en un "chapeau", introduisant l'étude, les méthodes et résumant les résultats principaux. Je profite de ces parties pour détailler certains résultats et explorations annexes qui ne sont pas développés dans les articles. Chaque chapeau est ensuite suivi de l'article correspondant. Dans cette thèse j'ai participé à quatre publications :

- [Ocvirk et al. \(2015\)](#) : "Cosmic Dawn (CoDa) : the First Radiation-Hydrodynamics Simulation of Reionisation and Galaxy Formation in the Local Universe". Il décrit l'analyse de la simulation CoDa, permettant l'analyse de l'impact de la Réionisation sur la formation de galaxies de manière statistique.
- [Ocvirk et al. \(2014\)](#) : "The Reionization of Galactic Satellite Populations". Il décrit la Réionisation du Groupe Local et l'empreinte laissée dans les galaxies satellites de la Galaxie.
- [Gillet et al. \(2015\)](#) et [Gillet et al. \(2016\)](#) : "Vast Planes of Satellites in a High-resolution Simulation of the Local Group : Comparison to Andromeda". La recherche de plans de galaxies satellites dans des simulations du Groupe Local y est décrite, en insistant sur la méthodologie pour permettre une comparaison rigoureuse aux observations.

CHAPITRE 1

Contexte et outils

1.1 Le modèle standard

Le modèle standard de l'Univers est appelé Λ CDM du fait de ses deux composant principaux, l'énergie sombre (Λ) et la matière noire (CDM, "*cold dark matter*"). Dans ce modèle, l'Univers est plat, homogène et isotrope à grande échelle. Il est composé de trois "fluides", la matière (m) (elle-même divisée en deux entre la matière baryonique (b) et la matière noire), les espèces relativistes (r) (dont les photons) et la constante cosmologique Λ . Ces fluides sont représentés par un ensemble de paramètres cosmologiques, Ω_Λ , Ω_m , Ω_r , avec $\Omega_i \equiv \rho_{i,0}/\rho_c$, avec $\rho_c \equiv 3H_0^2/(8\pi G)$ la densité critique de l'Univers et $\rho_{i,0}$ la densité d'énergie moyenne aujourd'hui de l'énergie sombre, des espèces relativiste et de la matière (noire et baryonique). Le fait que l'Univers soit plat induit que $\Omega_\Lambda + \Omega_m + \Omega_r = 1$.

Ces paramètres peuvent être estimés à partir d'observations croisées et complémentaires. Ces observations sont par exemple, l'observation des supernovæ Ia (SNe Ia) permettant de contraindre la quantité d'énergie sombre en mesurant l'expansion accélérée de l'Univers (Perlmutter et al. 1998, 1999 et e.g. Suzuki et al. 2012). Autre exemple, les observations des oscillations acoustiques baryoniques (BAO *Baryonic Acoustic Oscillations*) : ces ondes acoustiques se déplaçaient dans le plasma relativiste de l'Univers jeune (de quelques secondes après le Big Bang jusqu'à ~ 380000 ans). Au moment de la Recombinaison (c.f. Section 1.2 pour plus de détails) la vitesse du son chute rapidement et stoppe la propagation des ondes acoustiques. Pendant leur propagation libre, ces ondes ont développé des modes particuliers, se traduisant par des longueurs caractéristiques "gelées" au moment de la Recombinaison. Ces longueurs caractéristiques sont observables dans la distribution de galaxies (e.g. Eisenstein et al. 2005, Percival et al. 2010) ou dans les forêts Lyman α (Busca et al., 2013). Ces modes sont aussi détectables dans le fond diffus cosmologique (CMB *Cosmic Microwave Background*), par des satellites comme WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*, e.g. Dunkley et al. 2009; Komatsu et al. 2011), ou Planck (Planck Collaboration et al., 2015). La Table 1.1 montre l'estimation des paramètres cosmologiques par le satellite Planck et avec le croisement d'autres observations. Je ne discute pas de la majorité de ces paramètres, mais on constate que la majorité, $\sim 69\%$, de la densité d'énergie est représentée sous la forme d'énergie sombre et que la matière (noire et baryonique) représente $\sim 30\%$ de l'énergie. La matière baryonique seule ne représente que $\sim 4.6\%$ de la composition de l'Univers. Elle est elle-même composée à 75% d'hydrogène et à 25% d'hélium, alors que les autres éléments représentent une trace infime. On trouve également dans cette Table l'estimation du redshift de réionisation $z_{re} = 8.8_{-1.1}^{+1.2}$ et la profondeur optique Thomson $\tau = 0.066 \pm 0.012$ (c.f. Section 1.2).

L'Univers est en expansion. L'expansion de l'Univers est caractérisée par le facteur d'expansion "a", normalisé de manière à ce qu'aujourd'hui $a_0 = 1$. L'évolution de la distance physique entre deux objets au repos pendant un temps "t" est définie par l'évolution du facteur d'expansion, $a(t) = (1 + z(t))^{-1}$, où z est le redshift. Le paramètre d'Hubble caractérise cette expansion avec $H \equiv \dot{a}/a$. La valeur du paramètre de Hubble, aujourd'hui, est aussi mesurée par le satellite Planck, $H_0 = 67.74 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ ($h = H_0/100$). Enfin, l'âge de l'Univers est estimé à 13.8 milliards d'années.

CHAPITRE 1. Contexte et outils

Le modèle standard

| Parameter | TT+lowP 68 % limits | TT+lowP+lensing 68 % limits | TT+lowP+lensing+ext 68 % limits | TT,TE,EE+lowP 68 % limits | TT,TE,EE+lowP+lensing 68 % limits | TT,TE,EE+lowP+lensing+ext 68 % limits |
|-----------------------------|---------------------------|--------------------------------|------------------------------------|------------------------------|--------------------------------------|--|
| $\Omega_b h^2$ | 0.02222 ± 0.00023 | 0.02226 ± 0.00023 | 0.02227 ± 0.00020 | 0.02225 ± 0.00016 | 0.02226 ± 0.00016 | 0.02230 ± 0.00014 |
| $\Omega_c h^2$ | 0.1197 ± 0.0022 | 0.1186 ± 0.0020 | 0.1184 ± 0.0012 | 0.1198 ± 0.0015 | 0.1193 ± 0.0014 | 0.1188 ± 0.0010 |
| $100\theta_{MC}$ | 1.04085 ± 0.00047 | 1.04103 ± 0.00046 | 1.04106 ± 0.00041 | 1.04077 ± 0.00032 | 1.04087 ± 0.00032 | 1.04093 ± 0.00030 |
| τ | 0.078 ± 0.019 | 0.066 ± 0.016 | 0.067 ± 0.013 | 0.079 ± 0.017 | 0.063 ± 0.014 | 0.066 ± 0.012 |
| $\ln(10^{10} A_s)$ | 3.089 ± 0.036 | 3.062 ± 0.029 | 3.064 ± 0.024 | 3.094 ± 0.034 | 3.059 ± 0.025 | 3.064 ± 0.023 |
| n_s | 0.9655 ± 0.0062 | 0.9677 ± 0.0060 | 0.9681 ± 0.0044 | 0.9645 ± 0.0049 | 0.9653 ± 0.0048 | 0.9667 ± 0.0040 |
| H_0 | 67.31 ± 0.96 | 67.81 ± 0.92 | 67.90 ± 0.55 | 67.27 ± 0.66 | 67.51 ± 0.64 | 67.74 ± 0.46 |
| Ω_Λ | 0.685 ± 0.013 | 0.692 ± 0.012 | 0.6935 ± 0.0072 | 0.6844 ± 0.0091 | 0.6879 ± 0.0087 | 0.6911 ± 0.0062 |
| Ω_m | 0.315 ± 0.013 | 0.308 ± 0.012 | 0.3065 ± 0.0072 | 0.3156 ± 0.0091 | 0.3121 ± 0.0087 | 0.3089 ± 0.0062 |
| $\Omega_m h^2$ | 0.1426 ± 0.0020 | 0.1415 ± 0.0019 | 0.1413 ± 0.0011 | 0.1427 ± 0.0014 | 0.1422 ± 0.0013 | 0.14170 ± 0.00097 |
| $\Omega_m h^3$ | 0.09597 ± 0.00045 | 0.09591 ± 0.00045 | 0.09593 ± 0.00045 | 0.09601 ± 0.00029 | 0.09596 ± 0.00030 | 0.09598 ± 0.00029 |
| σ_8 | 0.829 ± 0.014 | 0.8149 ± 0.0093 | 0.8154 ± 0.0090 | 0.831 ± 0.013 | 0.8150 ± 0.0087 | 0.8159 ± 0.0086 |
| $\sigma_8 \Omega_m^{0.5}$ | 0.466 ± 0.013 | 0.4521 ± 0.0088 | 0.4514 ± 0.0066 | 0.4668 ± 0.0098 | 0.4553 ± 0.0068 | 0.4535 ± 0.0059 |
| $\sigma_8 \Omega_m^{0.25}$ | 0.621 ± 0.013 | 0.6069 ± 0.0076 | 0.6066 ± 0.0070 | 0.623 ± 0.011 | 0.6091 ± 0.0067 | 0.6083 ± 0.0066 |
| $\bar{\tau}_{re}$ | $9.9^{+1.8}_{-1.6}$ | $8.8^{+1.7}_{-1.4}$ | $8.9^{+1.3}_{-1.2}$ | $10.0^{+1.7}_{-1.5}$ | $8.5^{+1.4}_{-1.2}$ | $8.8^{+1.2}_{-1.1}$ |
| $10^9 A_\kappa$ | $2.198^{+0.076}_{-0.083}$ | 2.139 ± 0.063 | 2.143 ± 0.051 | 2.207 ± 0.074 | 2.130 ± 0.053 | 2.142 ± 0.049 |
| $10^9 A_s e^{-2\tau}$ | 1.880 ± 0.014 | 1.874 ± 0.013 | 1.873 ± 0.011 | 1.882 ± 0.012 | 1.878 ± 0.011 | 1.876 ± 0.011 |
| Age/Gyr | 13.813 ± 0.038 | 13.799 ± 0.038 | 13.796 ± 0.029 | 13.813 ± 0.026 | 13.807 ± 0.026 | 13.799 ± 0.021 |
| z_* | 1090.09 ± 0.42 | 1089.94 ± 0.42 | 1089.90 ± 0.30 | 1090.06 ± 0.30 | 1090.00 ± 0.29 | 1089.90 ± 0.23 |
| r_* | 144.61 ± 0.49 | 144.89 ± 0.44 | 144.93 ± 0.30 | 144.57 ± 0.32 | 144.71 ± 0.31 | 144.81 ± 0.24 |
| $100\theta_*$ | 1.04105 ± 0.00046 | 1.04122 ± 0.00045 | 1.04126 ± 0.00041 | 1.04096 ± 0.00032 | 1.04106 ± 0.00031 | 1.04112 ± 0.00029 |
| z_{drag} | 1059.57 ± 0.46 | 1059.57 ± 0.47 | 1059.60 ± 0.44 | 1059.65 ± 0.31 | 1059.62 ± 0.31 | 1059.68 ± 0.29 |
| r_{drag} | 147.33 ± 0.49 | 147.60 ± 0.43 | 147.63 ± 0.32 | 147.27 ± 0.31 | 147.41 ± 0.30 | 147.50 ± 0.24 |
| k_D | 0.14050 ± 0.00052 | 0.14024 ± 0.00047 | 0.14022 ± 0.00042 | 0.14059 ± 0.00032 | 0.14044 ± 0.00032 | 0.14038 ± 0.00029 |
| z_{eq} | 3393 ± 49 | 3365 ± 44 | 3361 ± 27 | 3395 ± 33 | 3382 ± 32 | 3371 ± 23 |
| k_{eq} | 0.01035 ± 0.00015 | 0.01027 ± 0.00014 | 0.010258 ± 0.000083 | 0.01036 ± 0.00010 | 0.010322 ± 0.000096 | 0.010288 ± 0.000071 |
| $100\theta_{s,eq}$ | 0.4502 ± 0.0047 | 0.4529 ± 0.0044 | 0.4533 ± 0.0026 | 0.4499 ± 0.0032 | 0.4512 ± 0.0031 | 0.4523 ± 0.0023 |
| f_{2000}^{143} | 29.9 ± 2.9 | 30.4 ± 2.9 | 30.3 ± 2.8 | 29.5 ± 2.7 | 30.2 ± 2.7 | 30.0 ± 2.7 |
| $f_{2000}^{143 \times 217}$ | 32.4 ± 2.1 | 32.8 ± 2.1 | 32.7 ± 2.0 | 32.2 ± 1.9 | 32.8 ± 1.9 | 32.6 ± 1.9 |
| f_{2000}^{217} | 106.0 ± 2.0 | 106.3 ± 2.0 | 106.2 ± 2.0 | 105.8 ± 1.9 | 106.2 ± 1.9 | 106.1 ± 1.8 |

TABLEAU 1.1 – Estimation des paramètres cosmologique du modèle Λ CDM, mais aussi du redshift de réionisation et la profondeur optique Thomson, par le satellite Planck, et le croisement avec d'autres observations. Cette Table est extraite de [Planck Collaboration et al. \(2015\)](#).

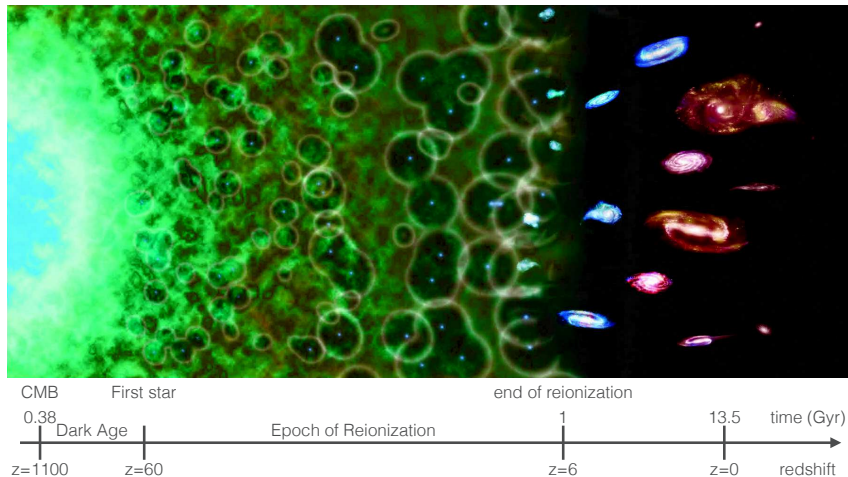


FIGURE 1.1 – Vue d’artiste de l’évolution de l’Univers, du Big Bang sur la gauche à aujourd’hui sur la droite, crédit : [NASA/CXC/M.Weiss].

1.2 L’époque de la Réionisation

La Recombinaison L’histoire de l’état d’ionisation des baryons de l’Univers passe par plusieurs étapes : la Figure 1.1 illustre avec une image d’artiste cette histoire, la Figure 1.2a présente (schématiquement) l’histoire d’ionisation en fonction du redshift et la Figure 1.2b résume l’histoire de la température à haut redshift. Quelques secondes après le Big Bang, l’Univers est dense, chaud et ionisé. C’est un plasma de protons, électrons et photons à l’équilibre, i.e. la température des électrons est la même que celle des photons, $T_e = T_\gamma$ (Sunyaev & Chluba, 2009). L’expansion de l’Univers provoque une diminution de la température, $T_\gamma = T_{\gamma,0}(1+z)$, avec $T_{\gamma,z=0} = 2.73$ K la température du CMB observée aujourd’hui. Cette baisse de la température provoque plusieurs recombinaisons ($H_e\text{III} \rightarrow H_e\text{II}$ à ~ 7000 et $H_e\text{II} \rightarrow H_e\text{I}$ à ~ 2500), mais la principale est la recombinaison de l’hydrogène ($\text{HII} \rightarrow \text{HI}$ à ~ 1100). Lorsque $T_e = T_\gamma \sim 3000\text{K}$, les électrons sont captés par les protons pour former des atomes d’hydrogène neutre, et les photons ne sont plus diffusés par les électrons libres (Sunyaev & Chluba, 2009; Loeb & Furlanetto, 2013). Cet instant ($z \sim 1100$ ou $t \sim 380000$ ans) est appelé la Recombinaison, l’Univers passe d’un état ionisé à un état neutre. Les photons libérés au moment de la Recombinaison sont observés sous la forme du fond diffus cosmologique (*Cosmic Microwave Background* : CMB).

Les Ages sombres Après la Recombinaison, commencent les Ages sombres. Pendant cette période, il n’y a aucune source de photons. La température du gaz est encore couplée à celle du CMB par la diffusion des photons par le résidu d’électrons libres. La température du CMB et la densité d’électrons libres continuent de diminuer avec l’expansion. À $z \sim 150$, la densité résiduelle d’électrons libres est trop faible pour continuer à interagir avec les photons du CMB, il y a donc découplage entre la température du gaz et celle du CMB (Loeb & Furlanetto, 2013). Le gaz suit alors une détente adiabatique et $T_e \propto (1+z)^2$. Il faudra attendre les premières étoiles pour que la température moyenne du gaz augmente.

La Réionisation La formation des premières étoiles marque la fin des Ages sombres et le début de la Réionisation. Naoz et al. (2006) estiment que la première étoile "observable" (observable au sens qu’elle est dans notre cône de lumière) se forme à $z \sim 65$. Le rayonnement ultra-violet (UV) des étoiles va ioniser leur environnement. Avec le temps, de plus en plus d’étoiles et de galaxies se forment, créant des bulles de gaz ionisé autour d’elles. La première galaxie aussi massive que la Voix Lactée aujourd’hui se forme à $z \sim 11$ (Naoz et al., 2006). Les régions HII apparaissent, croissent et fusionnent petit à petit, jusqu’à la percolation finale. Entre $z \sim 6$ et $z \sim 8$, tout l’Univers est ionisé, chaud ($T \sim 10^4$ K) et transparent à l’UV. L’Univers est rempli d’un fond UV quasi-uniforme. Haardt & Madau (2012) ont modélisé et quantifié ce fond UV.

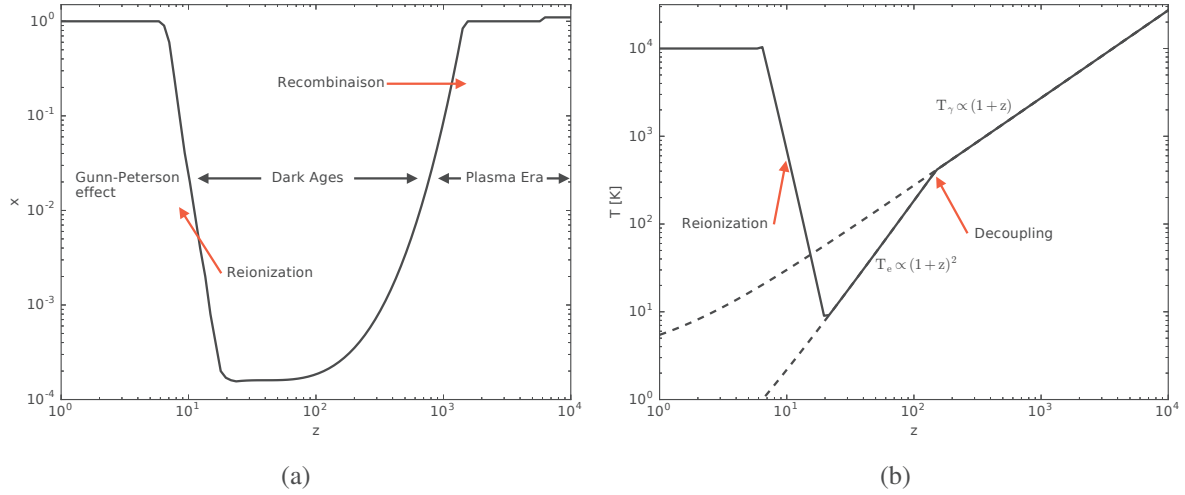


FIGURE 1.2 – **Panneau (a)** : Schéma de l’histoire d’ionisation de l’Univers à grand redshift. À très haut redshift l’Univers est complètement ionisé. Avec l’expansion la température diminue et provoque plusieurs recombinaisons ($H_e III \rightarrow H_e II$ à ~ 7000 et $H_e II \rightarrow H_e I$ à ~ 2500), mais la principale est la recombinaison de l’hydrogène ($H II \rightarrow H I$ à ~ 1100). À bas redshift, l’Univers est réionisé par les sources UV ($z \leq 10$). Cette figure est extraite (et simplifiée) de [Sunyaev & Chluba \(2009\)](#). La fraction de neutre sur ce schéma est en fait le rapport de la densité d’électrons libres par la densité d’atome d’hydrogène. À très haut redshift, $x > 1$ car il faut compter les atomes hélium. **Panneau (b)** : Schéma de l’histoire de température de l’Univers à grand redshift. À très haut redshift, la température des électrons, T_e est couplée à la température des photons du CMB, T_γ . Au découplage, $z \sim 150$, la densité résiduelle d’électrons libres est trop faible pour interagir avec les photons du CMB. Le gaz suit alors une expansion adiabatique. À la fin des Ages sombres, les premières étoiles chauffent et ionisent le gaz, à la fin de la Réionisation la température du gaz est $T_e \sim 10^4$ K. Cette figure est inspirée de [Loeb & Furlanetto \(2013\)](#).

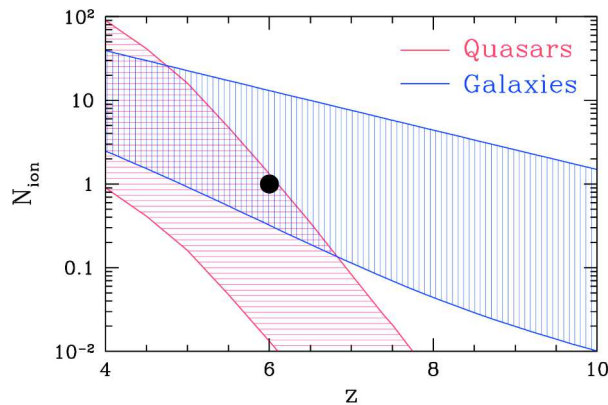


FIGURE 1.3 – Le nombre d’ionisation par atome d’hydrogène, avec en rouge la contribution des quasars et en bleu la contribution des galaxies. Le point correspond à la contrainte de la Réionisation. Cette figure est extraite de [Trac & Gnedin \(2011\)](#).

Les sources de la Réionisation Les deux principaux producteurs de photons UV considérés sont les étoiles massives dans les galaxies et les quasars (e.g. [Trac & Gnedin \(2011\)](#)), mais d'autres sources plus exotiques sont aussi envisagées, comme par exemple, l'annihilation de matière noire dans les halos (e.g. [Poulin et al. \(2015\)](#)) ou un supplément de rayon-X apporté par les binaires-X (e.g. [Jeon et al. \(2014\)](#)). La condition de base pour que la Réionisation ait lieu est que le nombre de photons produits soit au minimum égal au nombre d'atomes d'hydrogène, mais il existe des "absorbeurs" de photons ionisants ([Trac & Gnedin, 2011](#)). Le gaz déjà ionisé et assez dense pour être capable de recombiner, il nécessitera donc un ou plusieurs photons supplémentaires par atome pour se ioniser de nouveau. Par exemple, les "*Lyman limit systems*" sont de fortes concentrations de gaz neutre détectées dans les spectres de quasars distants. À cause de ces absorbeurs de photons ionisants, il faudra en moyenne plus d'un photon par atome d'hydrogène pour terminer la Réionisation.

Sur la Figure 1.3 est présentée une estimation du nombre de photons ionisants produits par les galaxies (bleu) et les quasars (rouge), avec la contrainte minimum d'un photon par atome d'hydrogène illustrée par le point noir. Les galaxies apparaissent comme étant la principale source de la Réionisation ($z > 6$). L'influence des quasars intervient vers la fin de la Réionisation et peut devenir dominante seulement après. Si l'on considère que ces deux sources sont capables de produire un photon ionisant par atome à $z=6$, ce qui est la contrainte minimum, les quasars et les galaxies pourraient à eux seuls, réioniser l'Univers. Mais le processus de réionisation serait différent dans les deux cas : la répartition des sources et donc des régions HII est différente dans les deux scénarios. [Trac & Gnedin \(2011\)](#) comparent et discutent du libre parcours moyen des photons ionisants (en prenant en compte les absorbeurs) par rapport à la distribution des sources. Il faut au moins une source par sphère de la taille du libre parcours moyen des photons pour permettre la Réionisation. La répartition de quasars ne semble pas répondre à ce critère. Mais leur conclusion est que, pour le moment, il est difficile de clairement choisir parmi ces deux scénarios. Néanmoins, les galaxies sont les premières sources de photons ionisants au début de la Réionisation ([Robertson et al., 2013, 2015](#)). Les quasars ont aussi un effet à grande distance que n'ont pas les galaxies. Par exemple, ils chauffent le gaz à grande échelle par l'intermédiaire de l'émission de rayon-X ([Baek et al., 2010](#)). Dans la suite de mon étude, je me suis focalisé sur les galaxies comme la source principale de photons UV responsable de la Réionisation.

1.2.1 Formation des premières galaxies

Effondrement et fonction de refroidissement

Le mécanisme de formation des premières étoiles peut être schématisé en deux étapes, illustrées par la Figure 1.4. Dans un premier temps, une sur-densité de gaz dans son halo de matière noire va enclencher une contraction gravitationnelle. En se contractant, la température du gaz de la sur-densité augmente et la pression du gaz va lutter contre la contraction. La masse de Jeans correspond à la limite à partir de laquelle la gravité est plus forte que la pression et permet donc l'effondrement du nuage. La masse de Jeans est ici définie pour de petites fluctuations, dans le cas où le gaz évolue adiabatiquement (i.e. après le découplage avec les photons du CMB à $z \sim 150$) avec des paramètres cosmologiques classiques, [Barkana \(2016\)](#) :

$$M_J \sim 6 \times 10^3 \left(\frac{1+z}{10} \right)^{3/2} M_\odot. \quad (1.1)$$

On définit aussi la "*filtering mass*", équivalente à une moyenne temporelle de la masse de Jeans ([Barkana & Loeb, 2001](#); [Barkana, 2016](#); [Gnedin & Hui, 1998](#)). Cette masse permet d'estimer, avant la formation des premières étoiles et la Réionisation, la masse des halos capable d'accréter une grande quantité de gaz. Cette masse baryonique est estimée à $\sim 3 \times 10^4 M_\odot$ à $z \sim 30$ ([Naoz et al., 2011](#)).

À plus petite échelle, pour que la contraction continue, le système doit évacuer de l'énergie, i.e. refroidir pour faire diminuer la pression. Le seul moyen de refroidir est le rayonnement de l'hydrogène atomique ou moléculaire (en considérant que le gaz primordial est dépourvu de métaux). Mais le taux

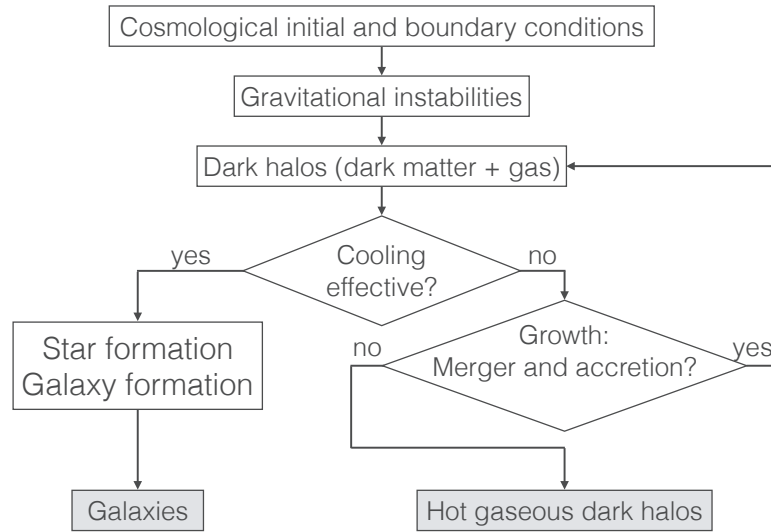


FIGURE 1.4 – Schéma illustrant simplement le principe de formation de galaxies. Dans un premier temps il y a l’effondrement gravitationnel des perturbation initiales. Et dans deuxième temps, pour continuer sa contraction et donc permettre la formation d’une galaxie, le gaz doit être capable d’évacuer l’énergie (et donc de refroidir) par radiation. Ce schéma est inspiré (et simplifié) de [Mo et al. \(2010\)](#).

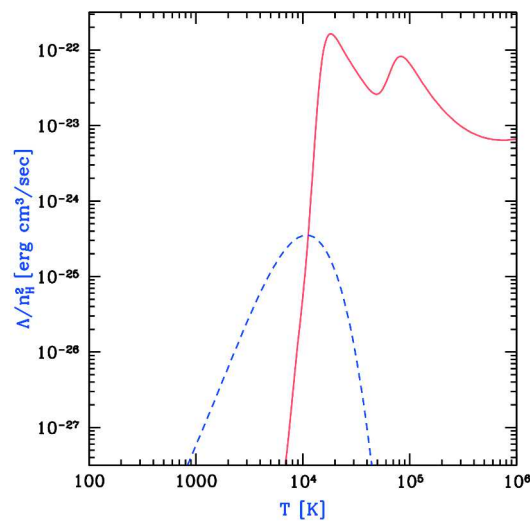


FIGURE 1.5 – Le taux de refroidissement en fonction de la température pour l’hydrogène atomique (et l’hélium) en rouge, et l’hydrogène moléculaire en bleu. Cette figure est extraite de [Barkana \(2016\)](#).

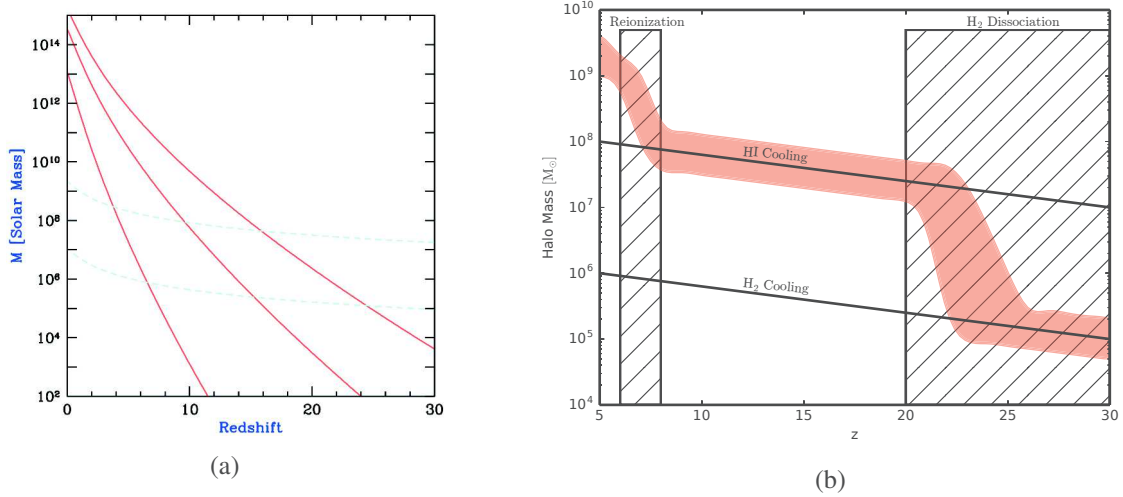


FIGURE 1.6 – **Panneau (a)** : La masse caractéristique des halos en effondrement. Les courbes rouges montrent la masse caractéristique des halos en effondrement pour des fluctuations initiales de 1σ , 2σ et 3σ (du bas vers le haut). Les courbes pointillées cyan montrent la masse équivalente à la température de Viriel minimum nécessaire pour un refroidissement efficace par gaz primordiale atomique seul (courbe du haut), et avec l’hydrogène moléculaire (courbe du bas). Cette figure est extraite de [Barkana & Loeb \(2001\)](#). **Panneau (b)** : schéma du seuil de masse de halo minimum pour la formation stellaire en rouge. Il résume grossièrement les masses seuils de refroidissement de l’hydrogène atomique et moléculaire, la période de réionisation et du fond Lyman-Werner. Il illustre les deux sauts principaux de la masse seuil de formation galactique à cause du fond LW et de la Réionisation.

de refroidissement est fortement dépendant de la température. La Figure 1.5 montre le taux de refroidissement en fonction de la température, pour le cas de l’hydrogène atomique (courbe rouge) il y a une température seuil de 10^4 K, en dessous de laquelle la fonction de refroidissement est quasi nulle, mais au-dessus, elle est très efficace. Le deuxième pic de la fonction de refroidissement à $T \sim 10^5$ K est dû à l’hélium. Il y a aussi la possibilité de refroidir avec le rayonnement de l’hydrogène moléculaire. Il est moins efficace que l’hydrogène atomique, mais il est accessible à de plus basses températures, ~ 1000 K.

Pour continuer sa contraction, il faut donc que la température du gaz atteigne au moins ~ 1000 K si la sur-densité contient du H_2 , ou 10^4 K s’il n’en a pas. L’accrétion choquée du gaz et la virielisation du halo permettent d’augmenter la température du gaz. Comme la température du Viriel d’un halo est liée à sa masse, il est possible de convertir les seuils de température de refroidissement en seuils de masse de halos :

$$T_{\text{vir}} = \frac{\mu}{3k_B} [M_{\text{vir}} G H(z)]^{2/3} \left(\frac{\Delta_c}{2} \right), \quad (1.2)$$

avec μ la masse moléculaire moyenne, G la constante gravitationnelle, k_B la constante de Boltzmann, $H(z)$ le paramètre de Hubble et $\Delta_c \approx 18\pi^2$ la sur-densité caractéristique ([Trac & Cen, 2007](#)). La Figure 1.6a présente ces seuils de masses de refroidissement en fonction du redshift (courbes cyan). Comme la température seuil de l’hydrogène atomique est plus élevée que celle de l’hydrogène moléculaire, alors le seuil de masse du gaz atomique sera plus grand que celui avec le gaz moléculaire. Les masses seuils n’évoluent pas beaucoup avec le redshift, elles augmentent d’un ordre de grandeur environ entre $z=30$ et la fin de la Réionisation $z=6$. La masse seuil de refroidissement moléculaire (respectivement atomique) évolue de $\sim 10^5 M_\odot$ ($\sim 10^7 M_\odot$) à $z=30$ jusqu’à $\sim 10^6 M_\odot$ ($\sim 10^8 M_\odot$) à $z=6$. Les courbes rouges montrent la masse caractéristique des halos en effondrement pour trois fluctuations initiales de 1σ , 2σ et 3σ . Où σ est la variance typique des sur-densités initiales. La Figure montre que plus la fluctuation est forte, plus la masse du halo croît rapidement. Ainsi, les fluctuations les plus fortes ($> 3\sigma$) atteignent la masse seuil de refroidissement par l’hydrogène moléculaire à $z \sim 30$.

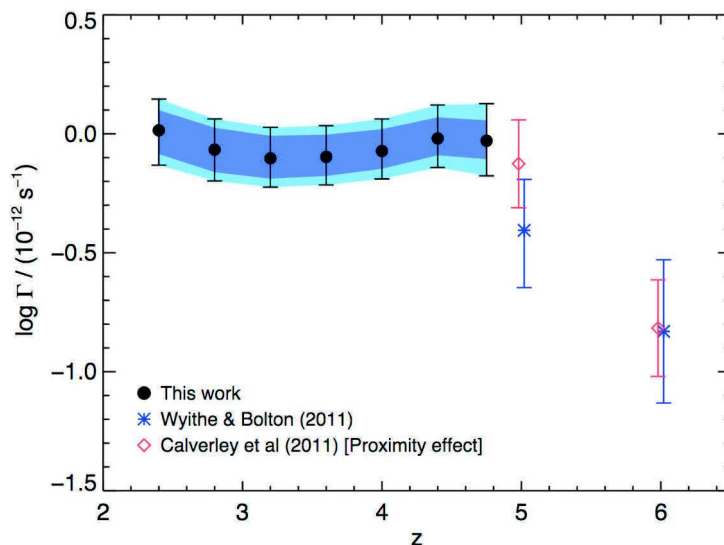


FIGURE 1.7 – Observation du taux d’ionisation du HI du milieu inter-galactique. Cette figure est extraite de [Becker & Bolton \(2013\)](#).

Lyman-Werner et fond UV

Coupure Lyman-Werner La Figure 1.6b résume schématiquement la masse minimum de halo permettant la formation stellaire en fonction du redshift. Les premières étoiles se forment à $z \sim 65$ dans des halos de $\sim 10^5 M_\odot$ ([Haiman et al., 1997](#); [Naoz et al., 2006](#)). La formation stellaire est possible dans ces halos grâce au refroidissement moléculaire, accessible dès ~ 1000 K. Néanmoins, l’hydrogène moléculaire est facilement photo-dissociable par des photons d’énergie de 11.26-13.6 eV. Le gaz atomique étant transparent pour cette gamme d’énergie, un fond Lyman-Werner (LW) va se propager rapidement à la création des premières étoiles, et détruire la majorité du gaz moléculaire ([Haiman et al., 1997](#)).

La formation stellaire des halos, privés de leurs nuages moléculaires, est donc stoppée rapidement après la première génération d’étoiles. Le seuil de refroidissement par l’hydrogène atomique doit donc être atteint pour continuer la formation stellaire. Il faut une température $T_{\text{vir}} \geq 10^4$ K, soit une masse de halo de $\sim 10^8 M_\odot [(1+z)/10]^{-3/2}$ pour que la formation de galaxies continue ([Haiman et al., 1997](#)). Les halos en dessous de cette masse seuil sont appelés "mini-halos", ils ont la capacité de former des étoiles par le refroidissement moléculaire, mais ils ne sont pas assez massifs pour activer le refroidissement atomique. Le fond LW provoque le premier saut du seuil de masse de formation de galaxies, passant de $\sim 10^5 M_\odot$ à $\sim 10^8 M_\odot$. Avec le temps, le nombre de galaxies augmente et leur rayonnement va provoquer la Réionisation de l’Univers.

Coupure due à la Réionisation Vers $z \sim 6 - 10$, le fond UV va provoquer l’ionisation et l’augmentation de la température du gaz. Ce changement de l’état du gaz augmente fortement la masse de Jeans et donc le seuil de masse de formation stellaire et galactique. Au moment de la percolation et après la Réionisation, le gaz des petits halos ($\sim 10^8 M_\odot$) est chauffé et s’évapore (e.g. [Miralda-Escudé & Rees \(1998\)](#)). Comme la masse de Jeans est plus grande, elle devient la plus contraignante dans le processus de formation stellaire, en empêchant l’accrétion de gaz ([Barkana & Loeb, 2001](#)). La masse de coupure entre $z = 4$ et $z \sim 15$ est bien estimée par la "filtering mass" [Gnedin \(2000\)](#). Cette masse a aussi été déterminée dans des simulations, comme par exemple [Quinn et al. \(1996\)](#) qui montre que la photo-évaporation est effective dans des halos de moins de $10^9 M_\odot$. La Réionisation est donc responsable d’un deuxième saut de la masse seuil de formation stellaire au sein des galaxies, augmentant le seuil jusqu’à $\sim 10^9 M_\odot$.

Le fond UV après la Réionisation L’impact de la Réionisation sur la capacité de former des étoiles dépend du fond UV. Le Figure 1.7 présente le taux d’ionisation de l’hydrogène atomique en fonction du redshift. [Haardt & Madau \(2012\)](#) calculent la densité de ce fond UV en fonction du redshift à la fin de la

Réionisation. Cette estimation du fond UV est utilisée dans les simulations cosmologiques pour prendre en compte les effets de chauffage du gaz et donc de coupure de formation stellaire dans les plus petits halos après la Réionisation. Mais ce fond UV est injecté de manière uniforme et ne prend pas en compte les effets de transfert.

1.2.2 Les premières étoiles

Nous venons de voir que les premières étoiles se forment dans des halos de $\sim 10^6 M_\odot$ contenant de l'hydrogène moléculaire capable de refroidir le gaz à $z \sim 65$. Mais les caractéristiques de ces premières étoiles sont encore mal déterminées (pour une revue sur les premières étoiles voir [Bromm & Larson \(2004\)](#)).

Les étoiles de population III se forment dans des nuages moléculaires avec une densité d'hydrogène critique de $n_c \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et une température d'au moins $T_c = 200 \text{ K}$, qui correspond à la température minimum d'excitation de l'hydrogène moléculaire (e.g. [Bromm et al. 2002](#)). Ces nuages primordiaux sont considérés sans métaux. Ainsi, ce type de nuage a la capacité de se contracter doucement jusqu'à atteindre la masse de Jeans, $M_J \approx 700 M_\odot (T/200 \text{ K})^{3/2} (n/10^4 \text{ cm}^{-3})^{-1/2}$ (e.g. [Clarke & Bromm \(2003\)](#)). Pendant l'effondrement, un cœur proto-stellaire se forme au centre du nuage. La masse de ce cœur est estimée à $\sim 5 \times 10^{-3} M_\odot$, qui est équivalent à ceux des étoiles se formant aujourd'hui (e.g. [Omu-kai et al. \(1998\)](#)). La masse finale de l'étoile est déterminée par la physique de l'accrétion sur le cœur proto-stellaire. C'est le taux d'accrétion qui est différent entre le processus de formation stellaire des premières étoiles et celui d'aujourd'hui. Dans le cas des étoiles primordiales, ce taux d'accrétion est deux ordre de grandeur supérieur à celui d'aujourd'hui ([Bromm & Larson, 2004](#)), le taux d'accrétion critique étant la limite d'Eddington, de $\sim 5 \times 10^{-3} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. La masse finale des étoiles varie entre $\sim 30 M_\odot$ et $\sim 500 M_\odot$, elles sont donc beaucoup plus massives que celles formées de nos jours, $\sim 1 M_\odot$ ([Bromm & Larson, 2004](#)).

Ces étoiles primordiales très massives sont aussi très chaudes et vont donc émettre un fort rayonnement UV. Une partie de ce rayonnement UV va dissocier l'hydrogène moléculaire dans la majorité des halos, et va donc empêcher la formation d'une autre génération d'étoiles de population III ([Haiman et al. \(1997\)](#)). Ces étoiles ont un temps de vie de quelques millions d'années et la fin de vie de ces étoiles dépend de leur masse. La Figure 1.8 illustre la fin de vie des étoiles massives seules en fonction de leurs masse et métallicité. Dans notre cas, nous nous intéressons particulièrement aux étoiles sans métallicité. Entre $30 M_\odot$ et $140 M_\odot$ et au-dessus de $260 M_\odot$, l'étoile s'effondre en un trou noir et empêche la dispersion des métaux formés. Ces trous noirs peuvent être les graines initiales des trous noirs massifs observés à haut redshift dans les quasars ou aujourd'hui au cœur des galaxies (e.g. [Milosavljević et al. \(2009\)](#)). Par contre en dessous de $30 M_\odot$ et entre $140 M_\odot$ et $260 M_\odot$, les étoiles finissent leur vie en supernovæ pour les plus légères ou "supernovæ paire-instable" pour les plus massives, permettant une dissolution complète des étoiles sans laisser de rémanent stellaire (e.g. [Heger et al. \(2003\)](#)). Ainsi, les métaux peuvent être dispersés dans le milieu inter-stellaire et inter-galactique.

La rétro-action des étoiles de population III rend plus complexe le processus de formation de la génération d'étoiles suivante. En effet, une grande partie de l'hydrogène moléculaire est dissociée, les étoiles ont aussi permis un enrichissement en métaux de l'Univers. La transition entre les étoiles de population III et de population II se fait par l'intermédiaire de la métallicité. Elle permet un refroidissement plus efficace du gaz, et donc une fragmentation plus forte des nuages ([Bromm & Larson \(2004\)](#)).

1.2.3 Observables pendant l'époque de Réionisation

Dans cette Section, je présente quelques observations qui sont généralement comparées et servent de contraintes aux simulations cosmologiques. Cette liste d'observations n'est pas exhaustive.

Observations du milieu inter-galactique Les contraintes principales proviennent de l'analyse de spectres de quasars aux redshifts entre $z \sim 5$ et $z \sim 7$. La Figure 1.9 présente 19 spectres de quasars entre $5.74 < z < 6.42$ observés dans le SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*) par [Fan et al. \(2006b\)](#). Le pic

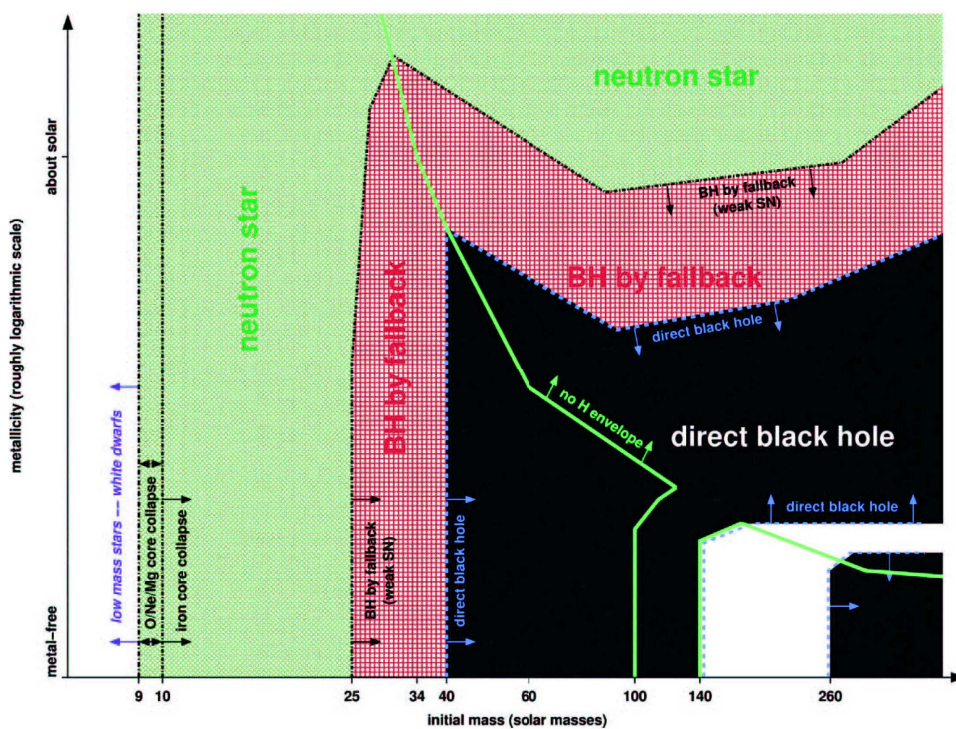


FIGURE 1.8 – Rémanent d’une étoile massive seule en fonction de sa masse et de sa métallicité. La courbe verte sépare les étoiles capables de garder leur enveloppe d’hydrogène de celles qui la perdent. La courbe en tirets bleus indique la limite de formation directe d’un trou noir (zone noire). Ce domaine est coupé par une bande de "paire-instable de supernovæ" qui ne laisse aucun rémanent. Nous nous intéressons principalement à la zone à très faible métallicité dans le cas des étoiles primordiales. Cette figure est extraite de [Heger et al. \(2003\)](#).

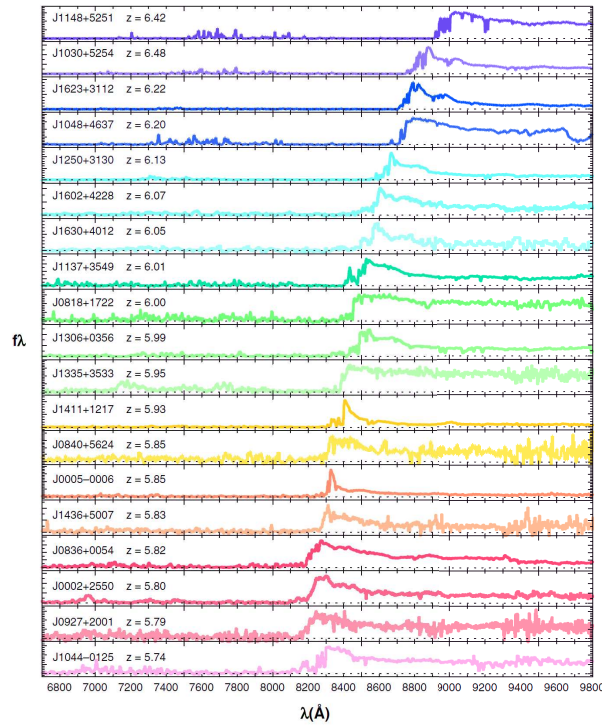


FIGURE 1.9 – Spectres de 19 quasars de SDSS entre $5.74 < z < 6.42$. Cette figure est extraite de Fan et al. (2006a).

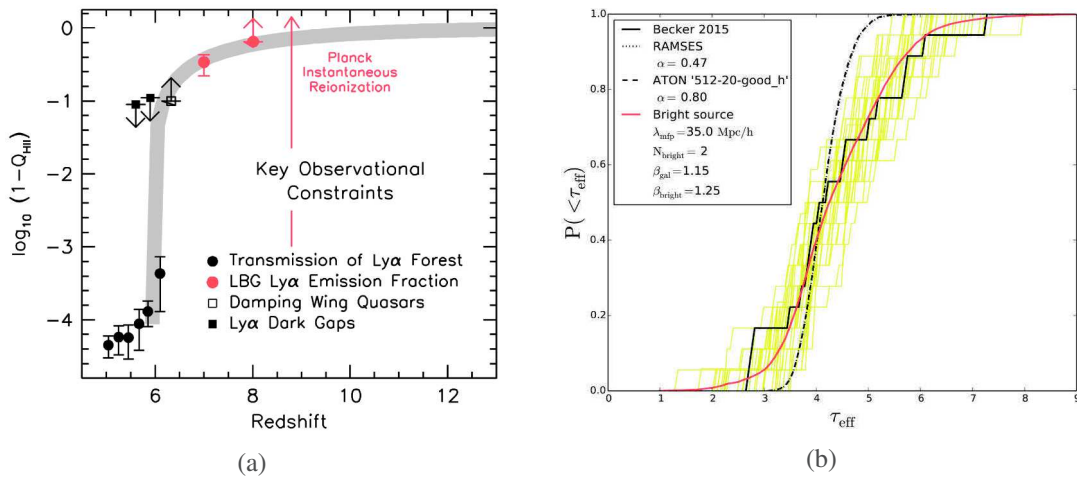


FIGURE 1.10 – **Panneau (a)** : Fraction de neutre en fonction du redshift. Les valeurs de différentes observations ont été collectées par Bouwens et al. (2015b), cette figure est extraite de du même article. **Panneau (b)** : Cumulative de la densité de probabilité de la profondeur optique effective à $z \sim 5.8$. Les observation de Becker et al. (2015) sont en noire. Les résultats avec des galaxies comme sources sont en tirés noir. La courbe rouge montre une simulation avec la prise en compte de source brillante (noyau actif de galaxies, i.e. quasars). La dispersion de la simulation est en jaune. Cette figure est extraite de Chardin et al. (2015).

d'émission Lyman-alpha est clairement visible sur chaque spectre, et le redshift du pic est mis en valeur par l'ordre des spectres (du plus éloigné au plus proche de haut en bas). Dans les plus courtes longueurs d'onde que le pic Ly α , il est possible de voir, soit un tunnel Gunn-Peterson (Gunn & Peterson, 1965), soit une forêt Ly α . Les deux sont dus à l'absorption par le gaz neutre de la raie Ly α redshiftée. Le cas du tunnel correspond à un milieu encore globalement neutre à grande échelle, l'absorption est donc continue. Au cours de la Réionisation, le gaz est ionisé et devient de plus en plus transparent pour l'émission Ly α . Seuls quelques nuages denses restent neutres et continuent d'absorber le rayonnement Ly α sporadiquement. Il en résulte un spectre hachuré de raies d'absorption, c'est la forêt Ly α . Au final, la Réionisation est achevée entre $z = 6.5$ et $z = 5.9$. La Figure 1.10a montre la fraction de neutre en fonction du redshift pour différents types d'observations. Un changement brutal de la fraction de gaz neutre est observé à $z = 6$.

Il y a d'autres observations de la fraction de gaz neutre pendant la Réionisation :

- Une autre contrainte principale vient de l'analyse du CMB. Son rayonnement est diffusé par les électrons libérés pendant la Réionisation. En supposant une réionisation instantanée, il est possible de mesurer la profondeur optique Thomson, et estimer le redshift de réionisation $z_r = 8.8_{-1.2}^{+1.3}$ avec les observations Planck (Planck Collaboration et al., 2015).
- La fraction d'absorbeurs Ly α et Ly β dans les spectres de quasars permet de donner une limite supérieure de la fraction de neutre indépendamment des modèles des conditions physiques du milieu inter-galactique et du continuum non absorbé des spectres de quasars. McGreer et al. (2015) trouve $x_{\text{HI}} < 0.06 + 0.05$ à $z=5.9$ avec l'analyse de 35 spectres obtenus avec les télescopes Keck II, Magellan, MMT et VLT.
- Une autre estimation de la fraction de gaz neutre utilisant aussi les spectres de quasars pendant la Réionisation est possible à partir de l'effet "Damping wings" (Miralda-Escudé, 1998). Les longueurs d'onde autour de l'émission Ly α sont absorbées par le gaz neutre environnant du quasar. Cette absorption laisse un profil spécifique dans le spectre du quasar. Schroeder et al. (2013) analysent trois spectres de quasar pendant la Réionisation et donne une limite inférieure à la fraction de gaz neutre $x_{\text{HI}} \geq 0.1$ à $z \sim 6$.

La fraction de gaz neutre est l'une des observables principales de la Réionisation. En pratique, c'est l'une des premières valeurs comparées avec les simulations pour vérifier que le scénario de réionisation n'est pas absurde. Mais cette seule contrainte n'est pas suffisante pour briser toutes les dégénérescences des paramètres des modèles de la Réionisation.

En plus de la valeur moyenne de la fraction d'ionisation, il y a aussi la dispersion autour de cette valeur qui commence à être contrainte grâce à l'augmentation du nombre d'observations. Becker et al. (2015) montre que la dispersion de la fraction de neutre augmente avec le redshift. La Figure 1.10b montre la cumulative des valeurs de la profondeur optique effective à $z \sim 5.8$. La dispersion est telle que les simulations ont du mal à les reproduire. Une grande dispersion de la fraction de neutre du milieu inter-galactique pendant la Réionisation peut être interprétée par le fait que la Réionisation n'est pas uniforme, mais clairsemée et éparse. Certaines études arrivent à reproduire la dispersion d'ionisation du milieu inter-galactique en utilisant des codes et modèles cohérents de transfert radiatif (Gnedin et al., 2016), ou en ajoutant par exemple la contribution à grande échelle des quasars (Chardin et al., 2015, 2016).

Observations des galaxies à l'époque de la Réionisation Le taux de formation stellaire (SFR, *Star formation Rate*) est lui aussi observé, i.e., la quantité moyenne de masse stellaire formée par unité de temps et de volume. Cette quantité est dérivée des observations UV et infra-rouge des galaxies à haut redshift (e.g Madau & Dickinson (2014); Bouwens et al. (2015a); Robertson et al. (2015)). Ces observations sont faites par exemple par le télescope spatial Hubble (HST), avec des programmes comme CANDELS ("*The Cosmic Assembly Near-infrared Deep Extragalactic Legacy Survey*", Grogin et al. (2011)) et BoRG (*The Brightest of Reionizing Galaxies*, Bradley et al. (2012)), entre autres. Le panneau de gauche de la Figure 1.11a montre une estimation de le SFR cosmique en fonction du redshift. Le SFR

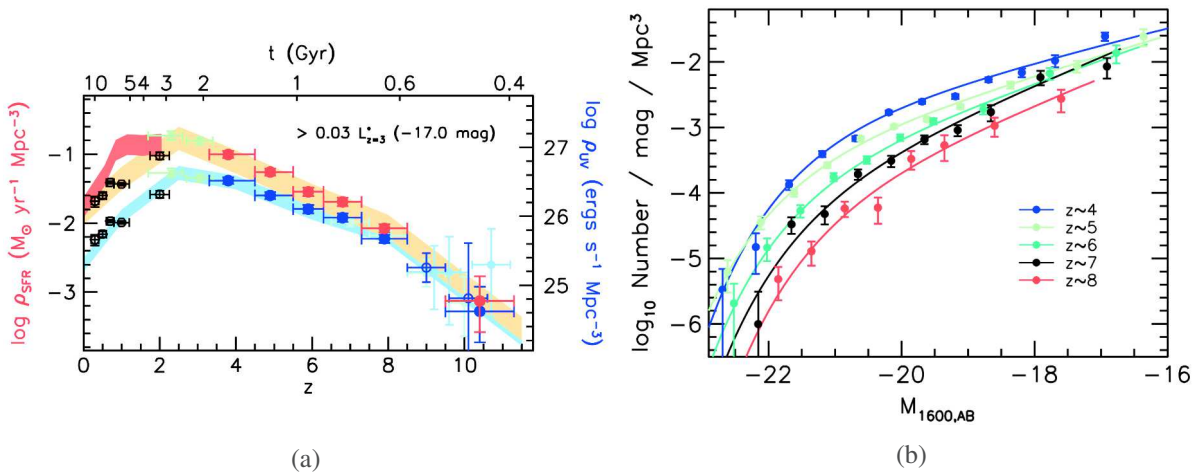


FIGURE 1.11 – **Panneau (a)** : Le taux de formation cosmique et la densité de luminosité UV en fonction du redshift. Les deux régions, orange et bleue (associées aux points rouges et bleus) montrent le SFR global avec et sans correction de l’extinction due à la poussière. Cette figure est extraite de [Bouwens et al. \(2015a\)](#). **Panneau (b)** : La fonction de luminosité UV à différents redshifts. Les observations sont les points. Cette figure est extraite de [Bouwens et al. \(2015a\)](#).

pique à $z = 2$, et diminue plus on remonte dans le temps. À $z \sim 8$ il y a un changement de pente et le SFR chute plus vite. On note aussi que l’on ne voit pas d’influence de la Réionisation dans les observations du SFR cosmique ([Barkana & Loeb, 2000](#)), i.e., une cassure du SFR vers $z \sim 6$. En théorie, selon le scénario de réionisation, avec des fonds UV plus ou moins forts, la coupure de SFR dans les plus petites galaxies peut être visible dans le SFR global. Il faut noter aussi que les observations au-dessus de $z = 8$ ont encore de larges erreurs, car peu de galaxies sont observées, par exemple [Bouwens et al. \(2015a\)](#) utilise plus de 200 galaxies à $z \sim 8$ et seulement 6 à $z \sim 10$.

En même temps que la détermination du SFR cosmique, les observations UV permettent de déterminer la fonction de luminosité UV pendant la Réionisation (en pratique, le SFR est déduit de la fonction de luminosité) ([Bouwens et al., 2015a](#)). La Figure 1.11b montre la fonction de luminosité en fonction du redshift pendant la Réionisation. Aux faibles luminosités ($\text{Mag} > -18$), le nombre de galaxies reste relativement constant avec le redshift, alors que le nombre d’objets très lumineux ($\text{Mag} < -20$) augmente d’un ordre de grandeur. En plus de la fonction de luminosité, la fonction de masse de galaxies est aussi mesurée à partir des observations UV ([Song et al., 2015](#)). Le comportement aux faibles magnitudes de la fonction de luminosité est important pour contraindre le scénario de réionisation. En effet, ce sont les plus faibles galaxies ($\text{Mag} > -16$) qui sont les plus susceptibles d’être affectées par la Réionisation. L’observation de leur nombre permettrait de faire la différence entre les modèles de réionisation. Mais pour le moment des observations plus profondes sont nécessaires.

La fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$ permet aussi de mettre en évidence le processus de réionisation. Les observations sont faites avec le télescope Subaru ([Konno et al., 2014](#)). Seulement 7 émetteurs $\text{Ly}\alpha$ ont été observés au redshift $z \geq 7$, alors que ~ 64 était attendu à partir des extrapolations du nombre d’émetteurs à plus bas redshift. La variation du nombre d’émetteurs $\text{Ly}\alpha$ est visible sur la Figure 1.12. On constate une accélération de la chute du nombre d’émetteurs entre $z = 6.6$ et $z = 7.3$ à toutes les luminosités. Une diminution est attendue, car le SFR global diminue en remontant dans le temps, mais cette accélération brutale est due au processus de réionisation de l’Univers. En remontant le temps avant la Réionisation, le gaz inter-galactique est neutre et bloque le rayonnement $\text{Ly}\alpha$ des sources.

1.3 Le Groupe Local

Dans la section précédente, j’ai présenté l’évolution de l’état d’ionisation du gaz de l’Univers, le modèle de formation de galaxies et quelques observations à haut redshift ($z \geq 5$) du milieu inter-galactique

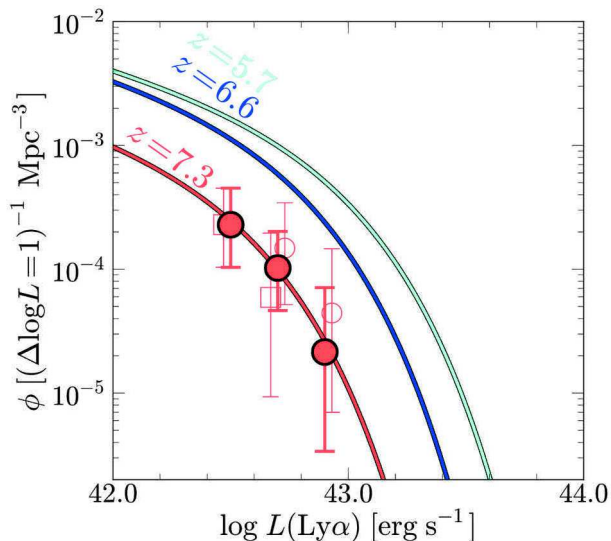


FIGURE 1.12 – Évolution de la fonction de luminosité Ly α entre 5.7 – 7.3. Chaque courbe est le meilleur ajustement d’une fonction de Schechter à un redshift. On constate une diminution rapide du nombre d’émetteurs entre $z = 6.6$ et $z = 7.3$. Cette figure est extraite de [Konno et al. \(2014\)](#).

et des galaxies. Il est aussi possible d’étudier et de contraindre le modèle de formation de galaxies, et même la Réionisation en observant l’Univers local i.e. les observations à bas redshift ($z \sim 0$).

1.3.1 Environnement local et cosmologique

~ 1 Mpc Le Groupe Local (GL) est défini par deux galaxies spirales principales : notre galaxie (la Voie Lactée, "Milky Way", MW) et Andromède (M31), et des galaxies plus petites et plus nombreuses. Ces dernières sont soit des satellites des deux principales, soit isolées. Le GL est défini par une sphère d’environ 2 Mpc de rayon centrée sur le barycentre de M31 et MW. La masse du GL est dominée par ses deux galaxies principales. La méthode de base pour déterminer la masse du GL est le *timing argument* (TA). Le TA suppose que deux galaxies qui sont à leur première interaction avaient une distance quasi-nulle au début (Big Bang), puis elles se sont éloignées l’une de l’autre jusqu’à ce que la gravité les fasse se rapprocher jusqu’à la configuration observée. En connaissant la position des deux galaxies aujourd’hui, leur vitesse radiale, l’âge de l’Univers et en supposant que c’est leur première interaction, il est possible de contraindre la masse du système. Cette méthode est introduite par [Kahn & Woltjer \(1959\)](#). Ils constatent un déficit de masse entre leur estimation par le TA et la masse estimée par les observations des étoiles et du gaz. À l’époque, la masse manquante est interprétée comme du gaz chaud et ionisé dans lequel baigne le GL, alors qu’aujourd’hui cette masse est interprétée comme la matière noire. Plus récemment, cette méthode a été améliorée et testée sur des simulations cosmologiques ([Li & White, 2008](#); [González et al., 2014](#)). La masse du GL est ainsi estimée à $4.2_{-2.0}^{+3.4} \times 10^{12} M_{\odot}$ et la somme des masses de la MW et de M31 (dans leur R_{200} , c.f. Section 1.4.4) est de $2.4_{-1.05}^{+1.95} \times 10^{12} M_{\odot}$ ([González et al., 2014](#)). D’autres méthodes sont aussi utilisées ([McLeod et al., 2016](#); [Banik & Zhao, 2016](#)) donnant des résultats du même ordre de grandeur. La masse de la Voie Lactée est estimée à $1.04_{-0.23}^{+0.26} \times 10^{12} M_{\odot}$ et celle d’Andromède $1.33_{-0.33}^{+0.39} \times 10^{12} M_{\odot}$ ([Peñarrubia et al., 2016](#)).

~ 10 Mpc À plus grande échelle, le Groupe Local est entouré de quelques galaxies massives, comme par exemple Centaurus A, M81, ou le Sombrero, elles-mêmes accompagnées de leur cortège de satellites (e.g. [Courtois et al. \(2013\)](#)). La Figure 1.13 illustre l’environnement du Groupe Local. Ce groupe de galaxies se trouve dans un plan super-galactique. Ce plan est le début d’une structure cosmique. En effet, la toile cosmique à grande échelle est composée de nappes de matières dont les croisements forment des filaments qui tombent sur des nœuds. C’est dans ces structures que se forment et se déplacent les galaxies

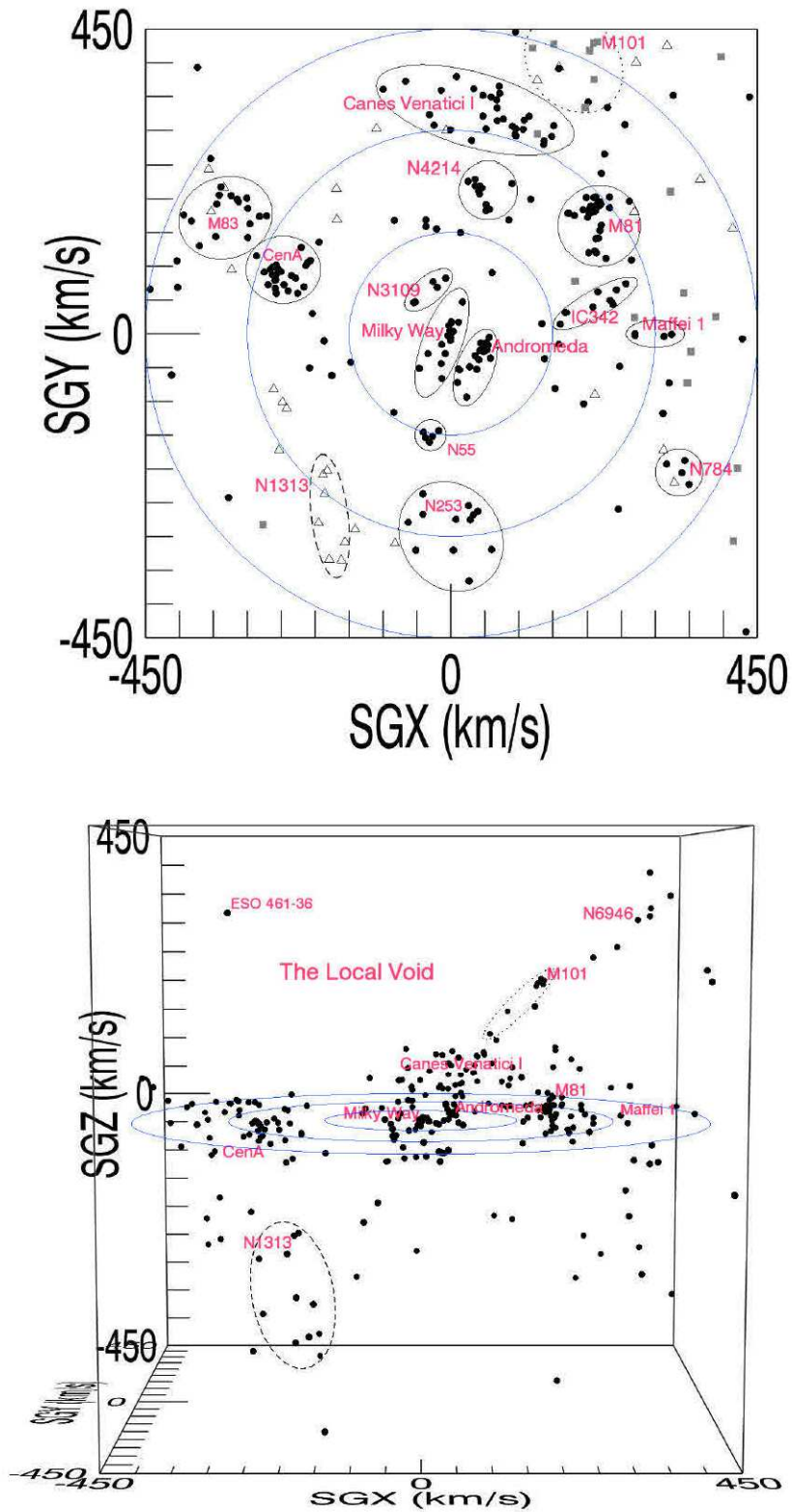


FIGURE 1.13 – Vues de l’environnement du Groupe Local sur deux projections. Les cercles bleus sont successivement séparés de 2 Mpc. Le panneau du haut présente les différentes galaxies et leurs satellites entourant le Groupe Local. Le panneau du bas met en avant le plan super-galactique et le Vide Local au dessus. Cette figure est extraite de [Courtois et al. \(2013\)](#).

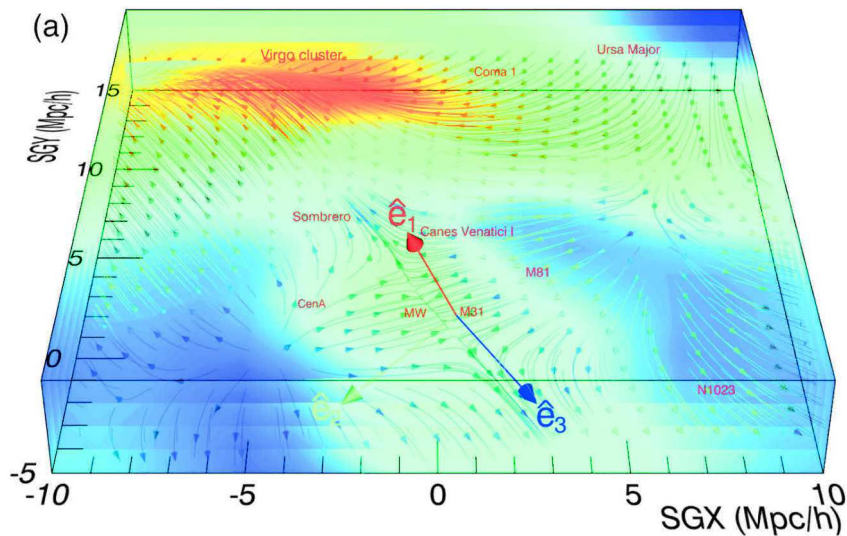


FIGURE 1.14 – Champ de vitesse péculière (flèches, *peculiar velocity*) et champ de sur-densité (couleur). Le flux vers l’amas de Virgo et le filament local sont visibles dans le champ de vitesse et de densité. Cette figure est extraite de [Libeskind et al. \(2015\)](#).

et amas de galaxies. La Figure 1.14 montre la position du GL par rapport à l’amas de Virgo, et met en évidence le filament local. Le plan super-galactique est une nappe cosmique, pressée par le Vide Local (le Vide Local se trouve sur le "dessus" de la Figure 1.14). L’amas de Virgo est le plus proche du Groupe Local, à environs 12 Mpc, avec une masse d’environ $8.0 \pm 2.3 \times 10^{14} M_{\odot}$ ([Karachentsev et al., 2014](#)).

~ **100 Mpc** Finalement, d’un point de vue cosmologique, le Groupe Local est dans le super-amas de galaxies nommé "Laniakea" ([Tully et al., 2014](#)). Un super-amas (*super-cluster*) est défini par "la ligne de partage des eaux" des galaxies, i.e. le volume dans lequel toutes les galaxies "tombent" vers le même point, "le Grand Attracteur".

1.3.2 Les problèmes des "petites échelles"

L’intérêt particulier du GL (pour cette thèse) est les plus petites galaxies : les galaxies naines. Comme ces galaxies sont peu lumineuses, elles ne sont observées que dans l’Univers local. Les galaxies naines sont les premières briques du modèle de formation de galaxies hiérarchique. Leur étude permet de contraindre le modèle de formation et d’évolution des galaxies, mais aussi le modèle standard dans lequel se place le modèle de formation. Les différences entre les observations et les modèles (simulations) au niveau des galaxies naines ont engendré la suite "des problèmes des petites échelles".

Le problème des satellites manquants Ce problème introduit par [Klypin et al. \(1999\)](#) et [Moore et al. \(1999\)](#) vient de la comparaison directe du nombre de structures observées autour de MW (et M31) par rapport à celui de simulations cosmologiques de matière noire. Dans ces simulations, les halos (équivalents à MW) ont un cortège de quelques milliers de halos satellites, alors qu’une trentaine de satellites lumineux sont observés autour de MW et M31. Cette différence soulève deux questions sur l’origine du problème :

- Pourquoi certain halos satellites ne peuvent-ils pas former de galaxies ?
- Est-ce un problème du modèle standard Λ CDM ?

Les deux pistes sont explorées. Pour la première question, par exemple, la Réionisation apporte des éléments de réponse. En effet, la coupure de formation stellaire dans les plus petites galaxies permet de réduire le nombre de satellites à $z = 0$ (c.f. Section 1.2.1 et e.g. [Busha et al. \(2010\)](#); [Ocvirk & Aubert \(2011\)](#)). Pour la deuxième question d’autres modèles de matière noire et d’Univers sont explorés,

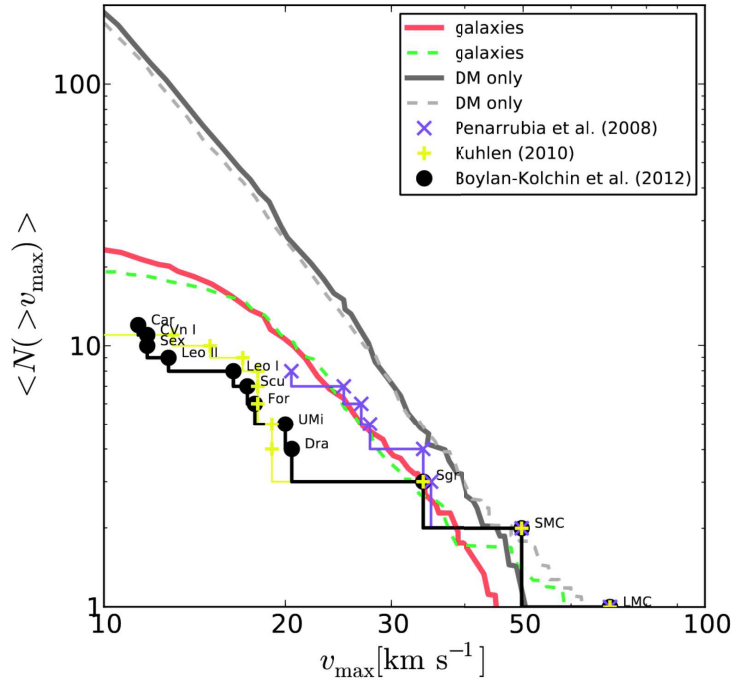


FIGURE 1.15 – Distribution Cumulative du nombre de satellites en fonction de leur vitesse circulaire maximum. Les courbes comparent les observations (noir et jaune) aux modèles de matière noire pure (gris) et avec baryon (rouge). Cette figure est extraite de Pawlowski et al. (2015b).

comme par exemple la matière noire chaude (WDM *warm dark matter*) (e.g. Kennedy et al. (2014)) ou la modification de la gravité (MOND *Modified Newton Dynamics*) (e.g. Famaey & McGaugh (2013)).

Le problème du Too-Big-To-Fail (TBTf) Ce problème est introduit par Boylan-Kolchin et al. (2011, 2012), et vient aussi de la comparaison directe aux simulations Λ CDM. Simplement, la densité mesurée dans le rayon de demi-lumière ($r_{1/2}$) des galaxies satellites est trop petite par rapport à celle des halos satellites les plus massifs des simulations. Cette densité centrale est mesurée directement à partir de la dispersion de vitesse sur la ligne de visée (Wolf et al., 2010). Le TBTf peut aussi être formulé avec la vitesse circulaire maximum des halos, qui est aussi un estimateur de la masse. Mais Pawlowski et al. (2015b) montre que cette définition peut induire des erreurs. La Figure 1.15 montre le nombre (cumulé) de satellites en fonction de la vitesse circulaire maximum ($v_{\max} = [GM(< r_{\max})/r_{\max}]^{1/2}$) pour des observations (noir, jaune et magenta) et pour des simulations. Mais les observations de v_{\max} sont modèles dépendantes et plusieurs études trouvent des valeurs différentes (courbes noire, jaune et rouge).

Le problème du cusp-core Le problème du TBTf porte sur la différence de masse des halos entre les observations et les modèles, alors que le problème du *cusp-core* porte sur la distribution de cette matière. Les simulations numériques de matière noire montrent que la densité des halos est très piquée au centre, formant un *cusp*. Ces profils sont bien décrits par le profil 'universel' NFW (Navarro Frenk White Navarro et al. (1997)) :

$$\frac{\rho(r)}{\rho_c} = \frac{\delta_c}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2} \quad (1.3)$$

avec r_s le rayon caractéristique, δ_c la densité caractéristique (sans dimension) et ρ_c la densité critique de l'Univers. Ce profil de matière est divergent au centre, induisant un *cusp*, alors que l'observation des courbes de rotation des galaxies naines et des galaxies à faible brillance de surface proposent un profil plus plat au centre, avec la présence d'un cœur central (*core*) (e.g. de Blok & McGaugh 1997; Walker & Peñarrubia 2011). Plusieurs solutions ont été proposées, par exemple en modifiant la nature de la matière

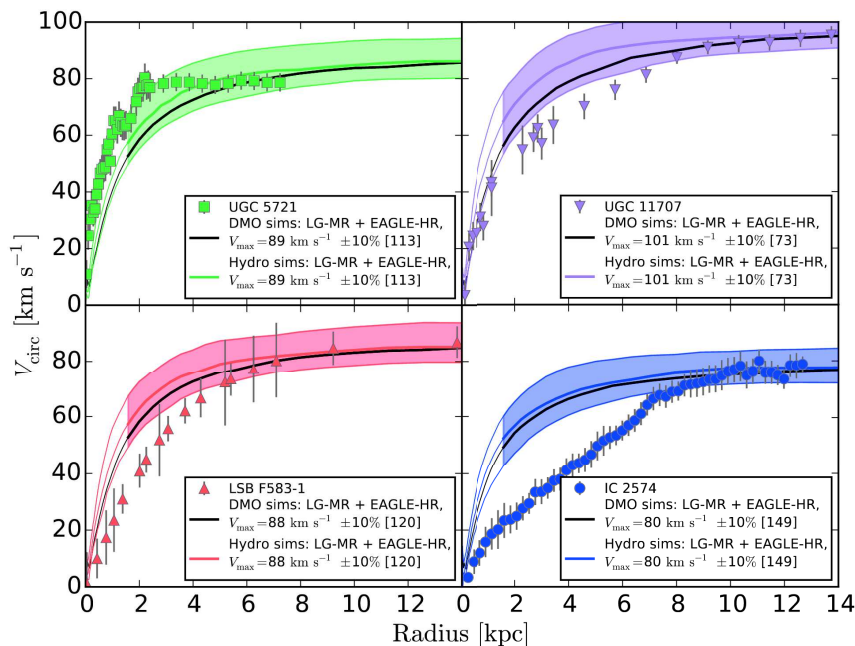


FIGURE 1.16 – Courbes de rotation de quatre galaxies avec à-peu-près la même vitesse circulaire maximum. La partie colorée de chaque courbe montre la dispersion des simulations et les symboles sont les observations. Pour un même halo, les observations montrent une grande diversité de courbes de rotation, qui n’est pas reproduite par les simulations. Cette figure est extraite de [Oman et al. \(2015\)](#).

noire, en WDM (e.g. [Macciò et al. 2012b](#)). Mais la seule solution proposée compatible avec le modèle CDM repose sur la physique baryonique, et plus précisément sur la rétro-action des supernovæ (e.g. [Pontzen & Governato 2012](#); [Macciò et al. 2012a](#); [Teyssier et al. 2013](#)). Des supernovæ suffisamment puissantes pour expulser le ‘cœur’ de gaz des galaxies peuvent diluer la matière noire centrale pour former un *core*. Mais ces violents épisodes d’explosion vont aussi modifier les propriétés de la galaxie, introduisant un nouveau problème. Il faut ajuster correctement les propriétés du halo et de la galaxie en même temps. Pour un même halo de matière noire (même v_{max}), différentes courbes de rotation de galaxies sont observées. La Figure 1.16 montre cette diversité de courbes de rotation que les simulations n’arrivent pas à reproduire (e.g. [Oman et al. \(2015\)](#)).

Le problème des plans de satellites En plus des problèmes du nombre de satellites, de leur masse et de leur distribution de matière, la position des galaxies satellites autour de l’hôte est aussi problématique. La distribution des galaxies satellites autour de MW et M31 est anisotrope. [Lynden-Bell \(1976\)](#) montre que les 11 satellites connus à l’époque (les 11 “classiques”) sont dans un plan perpendiculaire au disque de la Voie Lactée (à l’exception du Sagittaire), et que le courant de Magellan est aussi dans ce plan (*VPOS vast plane of satellites*). Aujourd’hui, près d’une quarantaine de satellites sont connus autour de la Galaxies. La Figure 1.17 montre la répartition de ces satellites par rapport au plan Galactique. Quasiment tous les satellites sont dans le plan. En plus, la vitesse propre des 11 satellites classiques est aujourd’hui estimée : 8 sur les 11 ont un mouvement cohérent dans le plan, 1 tourne dans le sens opposé (Sculpteur) et l’orbite du Sagittaire est clairement perpendiculaire au disque de la Voie Lactée et au plan de satellites. L’épaisseur de ce plan (*root mean square* ou écart-type) est de ~ 31 kpc et s’étend à plus de 250 kpc ([Pawlowski et al., 2015a](#)). La couverture du ciel par les observations n’est pas complète, mais [Pawlowski \(2016\)](#) montre que la structure est bien robuste même en prenant en compte les effets d’observations incomplètes.

Une structure similaire est observée par [Ibata et al. \(2013\)](#) autour de la deuxième galaxie principale du GL, M31. La Figure 1.18 montre la position des satellites de M31 par rapport à son disque (sur l’équateur). On y voit que 15 des 27 satellites de M31 sont dans un plan, et que ce plan est aligné avec

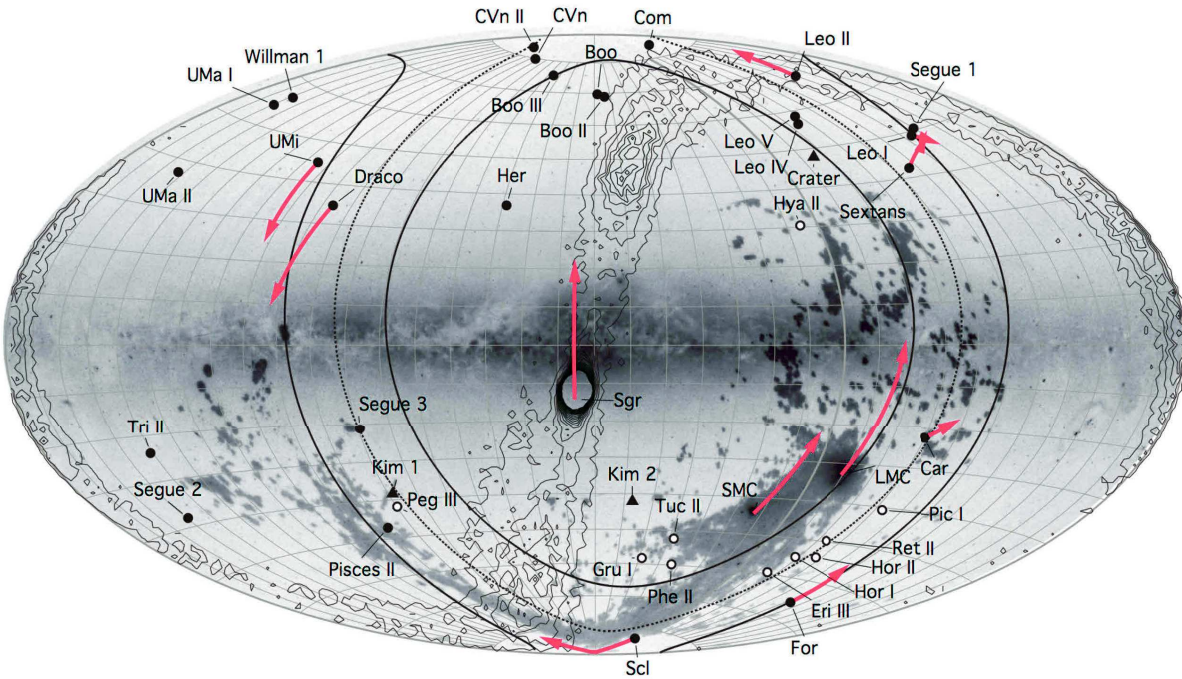


FIGURE 1.17 – Illustration de la position des satellites de la Voie Lactée par rapport au plan Galactique (image de fond en négatif). Les satellites sont représentés par des points noirs, et par des points blanc (cerclé de noir) pour ceux découverts récemment. Les vitesses des 11 satellites classiques sont représentées par des flèches rouges. Les taches noires sont le courant de Magellan, et les contours représentent le courant du Sagittaire. Le plan est représenté par le trait en pointillé, et son épaisseur par les deux traits pleins. Cette figure est extraite de [Pawlowski et al. \(2015a\)](#).

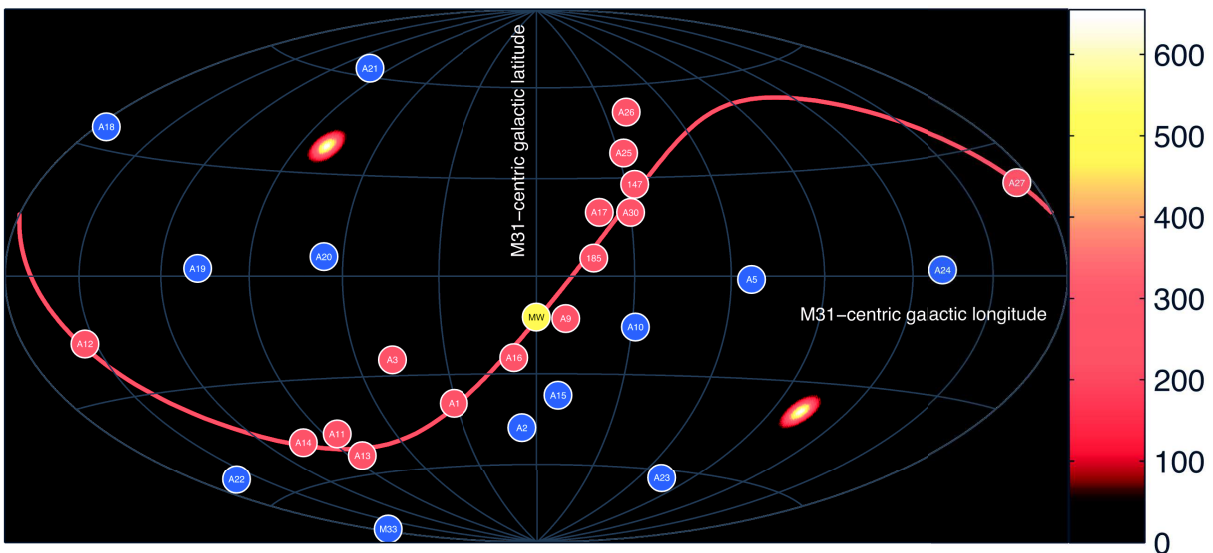


FIGURE 1.18 – Position des satellites vu depuis Andromède par rapport à son disque (équateur). La Voie Lactée est le point jaune proche du centre. Les satellites dans le plan sont en rouge et ceux à l'extérieur en bleu. L'image de fond représente la densité de probabilité de la position des pôles du plan, et le plan le plus probable est représenté par la courbe rouge. Cette figure est extraite de [Ibata et al. \(2013\)](#).

la Voie Lactée. Ce plan est extrêmement fin, car ces 15 satellites sont pressés dans 12.6 kpc pour une étendue de plus de 250 kpc. De plus, sur les 15 satellites du plan, 13 semblent avoir un mouvement de rotation cohérent d'après l'analyse des vitesses sur la ligne de visée.

Les deux galaxies principales de GL ont donc des plans de galaxies satellites fins et étendus, avec un mouvement de rotation globale des satellites dans le plan cohérent. Ce type de structure aussi fine n'était pas prédit par le modèle standard, même si une certaine anisotropie des halos est attendue (e.g. [Aubert et al. 2004](#)). La question se pose : ces structures sont-elles particulières au GL, ou communes aux galaxies d'une certaine masse ? Dans un premier temps, d'autres structures planaires ont été observées, un deuxième plan autour de M31 ([Shaya & Tully, 2013](#)) et autour de Centaurus A ([Tully et al., 2015](#)). Mais ces plans ne sont pas centrés sur la galaxies hôtes. [Ibata et al. \(2014a\)](#) regarde les paires de galaxies satellites diamétralement opposées dans le SDSS (*sloan digital sky survey*) et trouve que ces paires ont tendance à avoir des vitesses de sens contraire, ce qui peut être interprété comme un signe de cohérence de mouvement, et donc un signe d'une structure planaire des satellites. Ces structures planaires sont aussi recherchées dans les modèles, et nous développerons ce point dans la Partie II.

1.3.3 Les galaxies satellites et la Réionisation

Les galaxies naines contiennent encore la trace de l'impacte de la Réionisation dans leur population stellaire. La Figure 1.19 présente les histoires de formation stellaire (SFR, *Star Formation History*) de 13 galaxies naines de GL considérées comme des galaxies "fossiles" i.e. ayant formées 70 % de leur étoiles avant 6 milliards d'années ([Weisz et al., 2014](#)). Les SFH sont déduites de l'analyse des ages des étoiles. On constate que ces galaxies ont un épisode de formation stellaire autour de la Réionisation, et après la formation stellaire est stoppée (par exemple : Leo IV, Hercules, Adn XIII, Draco). Cette rupture dans la SFH est dû à l'impacte de la Réionisation sur le SFR de ces galaxies. Néanmoins, certaines de ces galaxies ont un deuxième épisode de formation stellaire (par exemple : And XII, CVnI, Tucana) largement après la Réionisation. Ce deuxième épisodes peut être dû à l'accrétion de gaz ou à une fusion. Ces observations (e.g. [Brown et al. 2014](#); [Weisz et al. 2014](#)) apportent donc des contraintes sur le lien entre la Réionisation et le processus de formation stellaire. Il faut garder à l'esprit que la Réionisation n'est pas le seul processus permettant la coupure de la formation stellaire. Par exemple le "*ram pressure stripping*" consiste au "soufflage" du gaz de la galaxie naine par le halo chaud de l'hôte lors de l'accrétion, ou aussi les forces de marées et la rétro-action stellaire i.e. les supernovæ.

1.3.4 Constrained Local UniverES : le projet CLUES

Pour étudier les halos et galaxies satellites, des simulations numériques sont utilisées. Dans ces simulations des analogues à la Voie Lactée et Andromède sont recherchées, pour pouvoir étudier leur cortège de satellites et les comparer aux observations. Ces analogues sont principalement sélectionnées par la masse des halos et ces galaxies sont souvent prises isolées, i.e. elles ne sont pas dans une interaction de type MW-M31 comme dans le GL.

L'idée du projet CLUES est d'utiliser les observations de vitesses de l'Univers local ([Tully et al., 2016](#)) et de remonter à des conditions initiales capables de reproduire ces observations. Ainsi, les conditions initiales obtenues contraignent les formations des structures de l'Univers local, comme les principaux amas de galaxies, Virgo, Fornax et Coma ([Sorice et al., 2016](#)).

La construction d'un GL est plus difficile et laborieuse. Les observations ne contraignent que les grandes échelles (amas de galaxies). Les petites échelles (GL) sont régies par le hasard du générateur de conditions initiales. Ainsi, l'analogue du GL doit être choisi, suivant certains critères, dans plusieurs centaines de réalisations ([Carlesi et al., 2016](#)). La Figure 1.20 montre la distribution de gaz dans une réalisation d'une simulation CLUES. Les critères principaux de sélection du GL, sont les masses des deux galaxies principales, leur distance, leur vitesse relative et la position du GL par rapport aux amas contraints. Les masses de M31 et MW doivent faire entre 0.9 et $3.10^{12}M_{\odot}$, avec une distance d'environ 800 kpc et une vitesse radiale de -200 km.s^{-1} (M31 par rapport à la Voie Lactée).

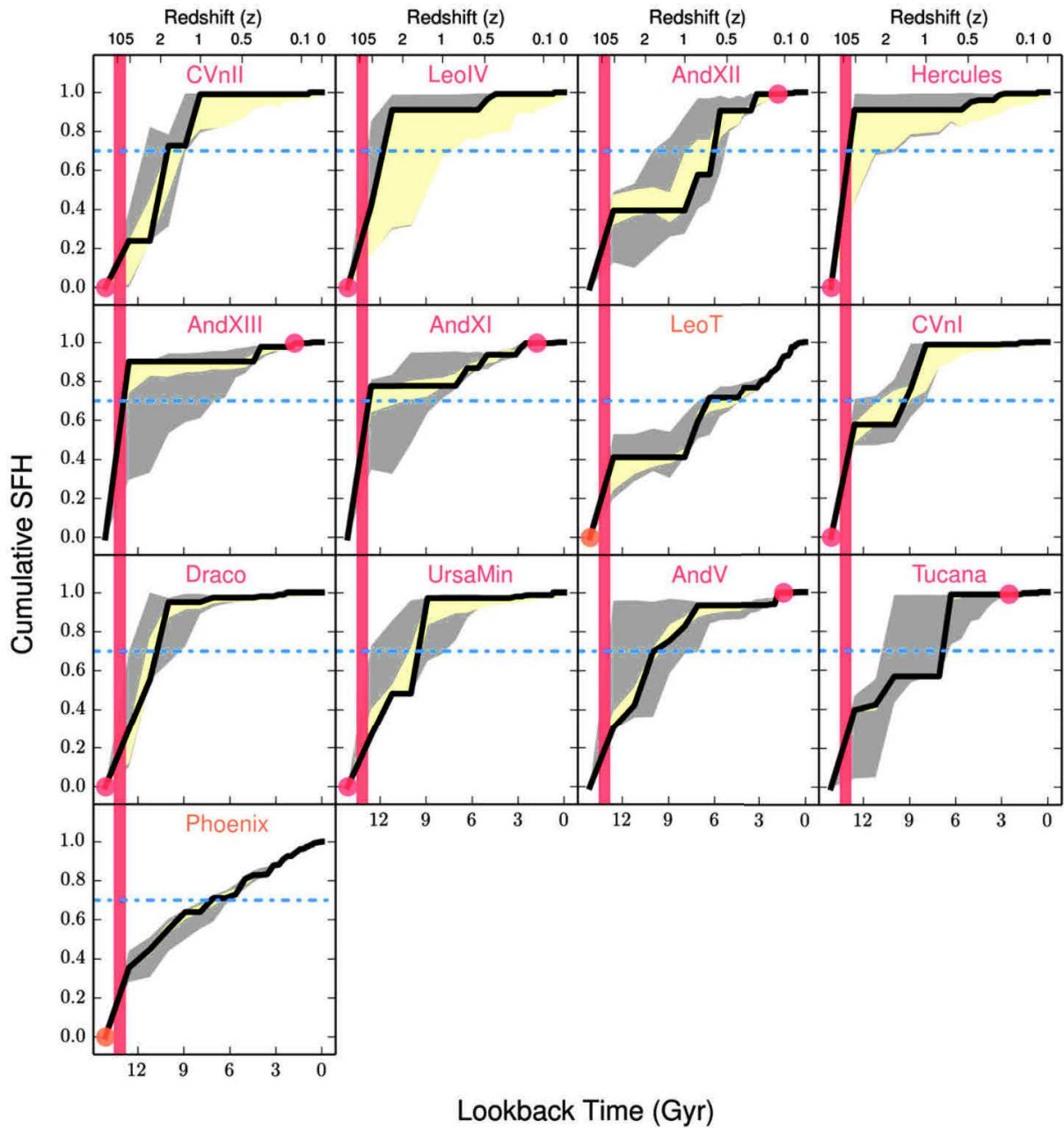


FIGURE 1.19 – SFH cumulées et normalisées de 13 galaxies naines "fossiles" du Groupe Local. Les zones grises et jaunes présentent les incertitudes aléatoires et totales (aléatoire et systématique). La bande rouge indique la Réionisation et le trait bleu horizontal marque les 70 % de SFH. Cette figure est extraite de [Weisz et al. \(2014\)](#).

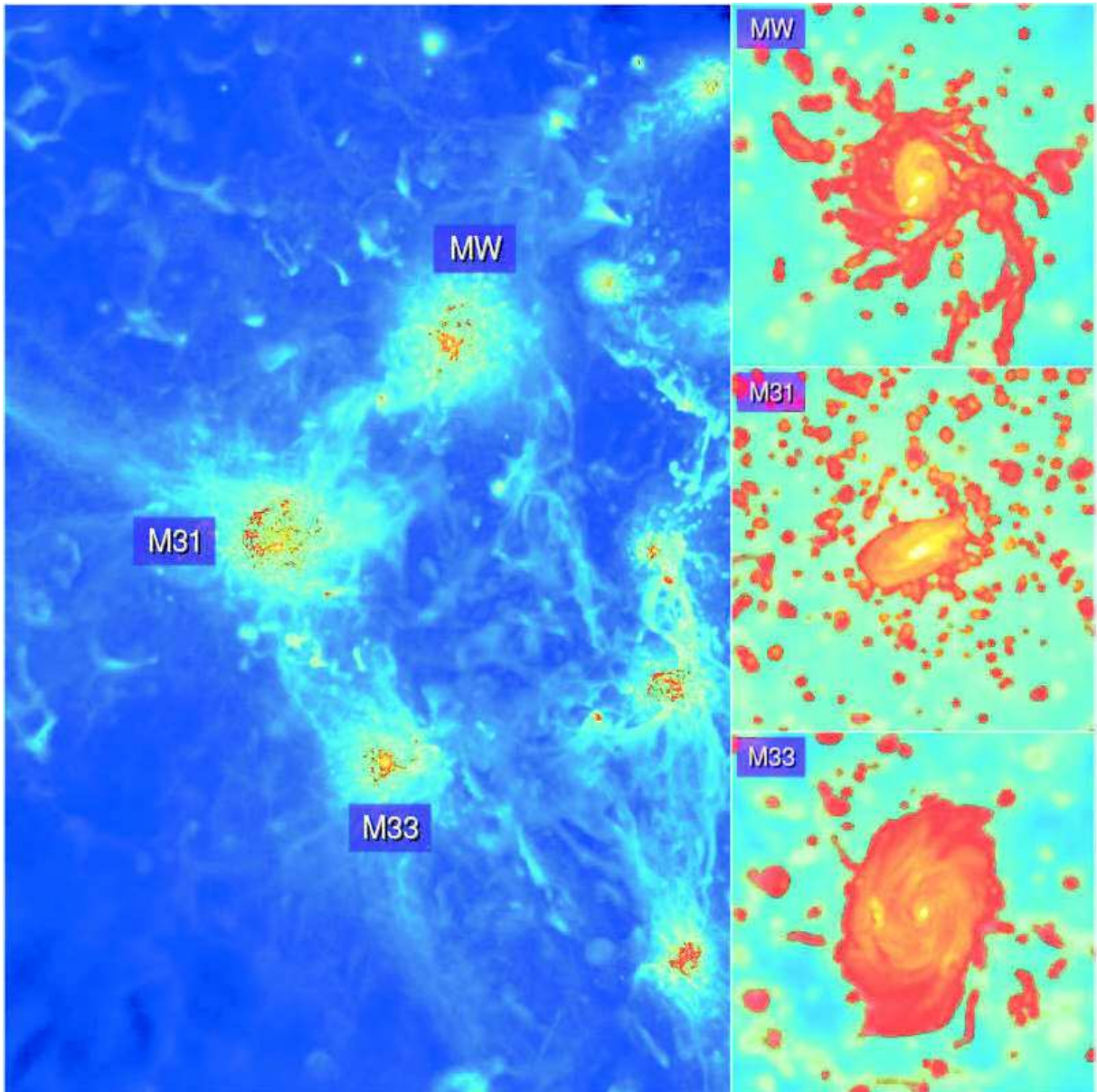


FIGURE 1.20 – Distribution de gaz du Groupe Local à grande échelle (la figure principale fait environ $\sim 2 \text{ Mpc} \cdot \text{h}^{-1}$), et trois zooms sur les galaxies principales (d'environ $\sim 50 \text{ kpc} \cdot \text{h}^{-1}$). La palette de couleur des zoom est différente de celle de la vue globale pour mettre en avant les hautes densités et les structures spiralées des galaxies. Cette figure est extraite de [Gottloeber et al. \(2010\)](#).

Dans cette thèse j'ai utilisé trois simulations différentes utilisant des conditions initiales générées par le projet CLUES. Deux simulations avec un zoom sur le GL, pour l'étude de la Réionisation de GL et les propriétés des galaxies satellites à $z=0$ (Gottloeber et al., 2010). La troisième, la simulation CoDa, n'a pas de zoom, mais couvre un volume beaucoup plus large. Elle simule aussi un GL, mais s'arrête à $z=4.2$. Elle sert principalement à l'analyse statistique de l'influence de la Réionisation sur la formation de galaxies.

1.4 Simuler la Réionisation

Pendant cette thèse, j'ai utilisé et analysé des simulations réalisées avec le code de simulation cosmologique RAMSES-CUDATON. Il est la fusion de deux codes, RAMSES, qui simule la partie matière (matière noire et baryonique) en couplant le N-corps et l'hydrodynamique, et ATON, qui simule la propagation des photons ionisants et calcule la thermochimie du gaz. Le couplage de ces deux codes permet la réalisation de simulations qui prennent en compte de manière couplée la formation des structures, l'effondrement du gaz et la propagation des photons.

1.4.1 RAMSES

Les simulations cosmologiques sont utilisées pour étudier l'évolution de la matière, noire et baryonique. Dans un premier temps, la matière noire est discrétisée en particules (description lagrangienne) dont le déplacement est dicté par la gravité uniquement. Ensuite, la matière baryonique est discrétisée sur une grille (description eulérienne), dont les propriétés évoluent en respectant les principes de l'hydrodynamique. L'intérêt de RAMSES est qu'il permet un raffinement de la grille en fonction de certains critères (*AMR Adaptive Mesh Refinement*) (Teyssier, 2002), comme par exemple un certain nombre de particule de matière noire dans la cellule, ou une densité de matière totale (noire et bayonique), ou encore un gradient de pression du gaz.

Le raffinement L'adaptation automatique du nombre de cellule dans les zones d'intérêts permet de mieux résoudre les phénomènes physiques en économisant du temps de calcul (par rapport à une simulation à la résolution maximum sur toute la boîte). Le volume est divisé en 2^{3l_c} cellules, où l_c désigne le niveau de la grille de base. Ensuite chaque cellule peut être raffinée, c'est-à-dire, divisée en huit cellules filles appartenant au niveau $l_c + 1$. Cette opération de raffinement peut être répétée récursivement pour toutes les cellules satisfaisant le critère de raffinement, et jusqu'au niveau limite. La condition de raffinement dépend du phénomène physique que l'on souhaite suivre en détail. Pour les simulations cosmologique, le but est de résoudre la formation des structures, il faudra donc raffiner là où la densité de matière est forte. En pratique, le critère de raffinement peut se résumer à un nombre de particule de matière noire dans une cellule. En général, une cellule est raffinée lorsque 8 particules de matière noire sont à l'intérieur, stratégie de raffinement dite "quasi-lagrangienne".

N-corps Le mouvement des particules (p) non collisionnelles (matière noire et stellaire) n'est régi que par la gravité et est décrit par le système d'équation de Vlasov-Poisson :

$$\begin{cases} \frac{dx_p}{dt} = v_p, \\ \frac{dv_p}{dt} = -\nabla\phi, \\ \Delta\phi = 4\pi G\rho. \end{cases} \quad (1.4)$$

Le méthode de résolution du mouvement des particules utilise la grille. Ce type de résolution est appelé *Particules Mesh* (PM). Les étapes du calcul sont :

- Calculer le champ de densité sur la grille, notamment en projetant les particules sur la grille avec le "Cloud-In-Cell" (CIC). Le CIC consiste à répartir la masse d'une particule sur huit cellules voisines.
- Calculer le champ de potentiel sur la grille avec l'équation de Poisson. Sur la grille de base, $l = l_c$, l'équation de Poisson est résolue en utilisant une méthode de relaxation multi-grille. Pour les niveaux raffinés, $l > l_c$, le potentiel est obtenu par la méthode de relaxation type gradient conjugué, avec des conditions limites de Dirichlet. Ces méthodes itératives, consistent à estimer le nouveau potentiel à partir du précédent, jusqu'à ce que l'erreur soit en dessous d'un certain seuil.
- Calculer de l'accélération sur la grille. Pour cela une approximation du gradient par une différence finie à 5-points est utilisée. Ensuite, l'accélération est calculée pour chaque particule avec une interpolation CIC inverse.
- Actualiser la vitesse des particules en fonction de l'accélération puis la position en fonction de la vitesse. Pour cela, un intégrateur du second ordre est utilisé, avec une schéma prédictor-correcteur.

Hydrodynamique Ensuite, l'évolution des propriétés de la matière baryonique est dictée par la gravité et les lois de l'hydrodynamique, décrites par les équations d'Euler :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) \nabla \mathbf{p} = -\rho \nabla \phi, \\ \frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \mathbf{v} (e + p/\rho)] = -\rho \mathbf{v} \cdot \nabla \phi, \end{cases} \quad (1.5)$$

avec ρ la densité, \mathbf{v} la vitesse, e l'énergie totale et p la pression où $p = (\gamma - 1)\rho(e - 1/2v^2)$ (γ l'indice adiabatique, vaut 5/3 dans le cas d'un gaz parfait monoatomique). Ces équations peuvent être mises sous la forme générale :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{F}(\mathbf{U})) = \mathbf{S}(\mathbf{U}) \quad (1.6)$$

avec \mathbf{U} le vecteur des quantité conservées, la densité, le moment et l'énergie, \mathbf{F} la fonction de flux, et \mathbf{S} le terme source qui permet de prendre en compte le potentiel engendré par la distribution de gaz (et les particules non collisionnelles). Les équations d'Euler sont résolues avec la méthode de Godunov sur chaque niveau, elles sont divisées de manière à résoudre le transport dans un premier temps (terme source nul) :

$$\frac{U_i^{p+1} - U_i^p}{\Delta t} + \frac{F_{i+1/2}^p - F_{i-1/2}^p}{\Delta x} = 0, \quad (1.7)$$

avec 'p' le l'instant considéré et 'i' la cellule (en une dimension par soucis de simplicité). Et le flux à l'interface, $F_{i+1/2} = F(U_{i+1/2})$, à un instant donné est évalué au second ordre en se ramenant à un problème de Riemann. Le terme source est ensuite traité, il ajoute le couplage en la gravité et l'hydrodynamique, il est inclut de manière explicite dans la résolution numérique.

Formation stellaire dans RAMSES La formation stellaire est contrôlée par deux seuils, un en surdensité, δ_* ($\sim 50\rho_c$), et l'autre en température, T_* (2×10^4 K) (Rasera & Teysier, 2006) dans la version utilisée dans cette thèse. Pour former des étoiles, une cellule doit être suffisamment dense et froide. Ensuite, le taux de formation stellaire suit une loi de Kennicutt-Schmidt (Kennicutt, 1998) :

$$\dot{\rho}_* = \frac{\epsilon_*}{\alpha} \rho^{3/2}, \quad (1.8)$$

avec $\alpha \propto \sqrt{\frac{3\pi}{32G}}$ qui vient de la définition du temps de chute-libre et $\epsilon_* \approx 0.01$ est l'efficacité de formation stellaire. Ce dernier est sensé représenter la fraction de gaz effective capable de s'effondrer pour former des étoiles. Mais il est plus que cela, il englobe aussi toutes les approximations et inconnues de la modélisation, ainsi que les effets de résolution. Au final, ce paramètre sert d'ajustement du modèle par rapport à la résolution (spatiale principalement). En pratique dans RAMSES le nombre de particules stellaires pouvant être créées à un pas de temps est donné par :

$$\lambda = \frac{\epsilon_*}{\alpha} \rho^{3/2} \frac{\Delta t dV}{m_*}, \quad (1.9)$$

avec $\lambda \in \mathbb{R}$, qui dépend de la résolution spatiale (dV) et de la résolution de masse des particules stellaires (m_*). Pour déterminer le nombre de particules stellaires effectivement créées à ce pas de temps, N_* , un tirage de Poisson est réalisé avec une moyenne de λ . Mais une seule particule est ajoutée en pratique, avec une masse $m'_* = N_* m_*$, au centre de la cellule avec la même vitesse que le gaz.

Dans RAMSES, la masse des particules stellaires est déterminée par un des paramètres d'entrée du code, n_* . De base, n_* , est le seuil de densité physique pour la formation stellaire. Combiné avec δ_* , le seuil de sur-densité pour la formation stellaire, ces paramètres permettent de déterminer où les particules stellaire doivent se former. En pratique, δ_* est le seuil à haut redshift car les densités physiques sont grandes à cause du facteur d'expansion faible, et n_* sert de seuil à bas redshift. Donc en général, dans les simulations à haut redshift, seul δ_* est utile, et donc n_* devrait être inutile. Mais dans RAMSES, n_* est aussi utilisé dans le calcul de la masse des particules stellaires, $M_{\text{star}} = n_* dV$, avec dV le volume physique de la cellule considérée. Dit autrement, n_* est une densité stellaire constante pour toute la simulation, qui, multipliée par le volume de la cellule, donne la masse de la particule stellaire. Cette dernière est donc dépendante de la résolution de la cellule. Plus la résolution est élevée, plus la masse sera petite, la masse suivra donc la même évolution que l'AMR (adaptive mesh refinement). Mais comme RAMSES-CUDATON fonctionne sur grille fixe (c.f. Section 1.4.3), la masse de la particule stellaire est la même pour toutes les cellules. En pratique, cette masse est la masse minimum d'une particule stellaire. Si plusieurs particules doivent se former en même temps, une seule sera réellement créée, avec la masse correspondant au nombre de particules initiale.

1.4.2 ATON

ATON est un code de transfert radiatif utilisé pour modéliser la Réionisation. Il est utilisé en post-traitement par rapport à la réalisation de la partie matière (noire et baryonique) de la simulation. En effet, ATON propage les photons depuis des sources, et calcul l'état d'ionisation du gaz et sa température, hors équilibre, sur une grille de gaz préalablement calculée.

Transport des photons La propagation des photons depuis les sources est définie par les équations du transfert radiatif, où les photons y sont traités comme un fluide (méthode des moments). Les relations de conservation de la densité d'énergie radiative N , du flux radiatif \mathbf{F} et de la pression radiative \mathbf{P} (Aubert & Teyssier, 2008) sont :

$$\begin{cases} \frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \mathbf{F} = -\kappa N + S, \\ \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} + c^2 \nabla \mathbf{P} = -\kappa \mathbf{F}, \end{cases} \quad (1.10)$$

avec κ le taux d'absorption local et S le terme source, qui prend en compte les sources de photons et la radiation due à la Recombinaison. La fermeture du système se fait par l'intermédiaire de l'équation d'état, avec le tenseur d'Eddington, \mathbf{D} :

$$\mathbf{P} = \mathbf{D}N, \quad (1.11)$$

où \mathbf{D} est approximé par le modèle M1 (Levermore, 1984; González & Audit, 2005) :

$$\begin{cases} \mathbf{D} = \frac{3\chi-1}{2}\mathbf{I} + \frac{1-\chi}{2}\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}, \\ \chi = \frac{3+4|\mathbf{f}|^2}{5+2\sqrt{4-3|\mathbf{f}|^2}}, \\ \mathbf{f} = \frac{\mathbf{F}}{cN} = |\mathbf{f}|\mathbf{n}, \end{cases} \quad (1.12)$$

avec \mathbf{n} le vecteur directeur du flux. Les deux cas extrêmes : le premier, le régime de diffusion pur $\mathbf{D} = \mathbf{I}$ (tous les photons sortent de la cellule, $|\mathbf{F}| = cN$), et le deuxième de transport pure (pas de flux), $\mathbf{D} = \frac{1}{3}\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}$, sont parfaitement décrits par le modèle M1. Ensuite, tous les états intermédiaires sont approximés comme combinaisons linéaires de ces deux régimes extrêmes. Comme pour l'hydrodynamique de RAMSES, les équations du transfert radiatif peuvent se résumer sous la forme :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{F}(\mathbf{U})) = \mathbf{S}(\mathbf{U}), \quad (1.13)$$

avec \mathbf{U} le vecteur des quantité conservées, \mathbf{F} la fonction de flux, et \mathbf{S} le terme source. Pour la résolution du transport des photons (sans terme source), on retrouve :

$$\frac{U_i^{p+1} - U_i^p}{\Delta t} + \frac{F_{i+1/2}^p - F_{i-1/2}^p}{\Delta x} = 0, \quad (1.14)$$

dont la résolution doit respecter la condition de Courant radiative : $c \leq \Delta x / \Delta t$. Le pas de temps est donc plusieurs ordres de grandeur plus petit que celui de l'hydrodynamique.

Les avantages de cette représentation du transfert radiatif sont : la résolution numérique est identique à celle de hydrodynamique et donc facile à mettre en place, et le calcul du transfert est indépendant du nombre de sources de photons, ce qui un gros avantage pour les simulations cosmologiques, où le nombre de sources peut être grand (plusieurs millions). Par contre, les photons sont représentés comme un fluide, les flux de photons sont donc collisionnels, et la diffusion est importante. De plus, la condition de Courant impose un pas de temps très contraignant par rapport à l'hydrodynamique.

Thermochimie de l'hydrogène L'évolution de la fraction d'ionisation et la température du gaz en fonction du temps doivent être calculées en même temps que le transport (en prenant en compte que l'hydrogène, l'hélium n'est pas prit en compte pour le moment par ATON). La fraction d'ionisation de l'hydrogène est régie par le taux d'ionisation collisionnelle (β), le taux de photo-ionisation ($\Gamma_{\gamma H_0}$) et le taux de recombinaison collisionnelle (α_A) :

$$\frac{D}{Dt}(n_{H_0}) = \alpha_A n_e n_{H_+} - \beta n_e n_{H_0} - \Gamma_{\gamma H_0} n_{H_0}, \quad (1.15)$$

avec n_{H_0} la densité d'hydrogène neutre, n_e la densité d'électrons et n_{H_+} la densité de noyau d'hydrogène. Avec la conservation de la charge, on obtient $n_e = n_{H_+}$. Ensuite, la température du gaz est régie par le taux de refroidissement radiatif (Λ) et le taux de chauffage par photo-ionisation H :

$$\rho \frac{D}{Dt} \left(\frac{e}{\rho} \right) = H - \Lambda, \quad (1.16)$$

avec $e = (3/2)(n_{H_0} + n_{H_+})k_B T$, et Λ est calculé à partir des cas A et B de recombinaisons de l'hydrogène, l'ionisation et l'excitation collisionnelle de l'hydrogène et le bremsstrahlung.

Les sources de photons ATON est capable de gérer la propagation de plusieurs groupes de fréquence de photons ionisants ("groupe de photons"). Chaque groupe est caractérisé par la moyenne des propriétés du rayonnement sur sa bande de fréquence. Les propriétés physiques du rayonnement prises en compte sont :

- Emissivité : le nombre de photons émis par million d'années par atome d'hydrogène.
- l'énergie moyenne d'un photon.
- σ_N : la section efficace moyenne pondérée par le nombre de photons.
- σ_E : la section efficace moyenne pondérée par l'énergie.

Chacune de ces propriétés est calculée à partir du spectre de la source considérée.

Dans le cas de simulations cosmologiques, la source peut être une particule stellaire ou un halo de matière noire auquel on assigne une luminosité via un modèle ad hoc. Dans les deux cas ce ne sont pas des étoiles individuelles qui sont utilisées, mais une population stellaire (de plusieurs milliers de masse solaire). Pour modéliser cette population stellaire il faut définir un certain nombre de paramètres :

- La fonction de masse initiale (IMF, *initial mass function*) donne la répartition des masses des étoiles pour une certaine quantité de masse totale. L'IMF des premières étoiles n'est pas connue (Bromm & Larson, 2004), mais on estime qu'elles étaient plus massives que les étoiles formées aujourd'hui. Le choix de l'IMF n'est donc pas vraiment contraint, même si une IMF qui favorise les grandes masses d'étoiles semble mieux adaptée (une IMF *top heavy* Marks et al. 2012). Cependant, en pratique c'est souvent une IMF de Salpeter avec $\alpha = 2.35$ qui est utilisée. L'influence de l'IMF est directe sur le spectre de la population, et va influencer la quantité de photons ionisant émis, et la 'quantité' de supernovæ d'étoiles massives. Mais nous verrons qu'en pratique ces différences peuvent être 'absorbées'.
- La métallicité des sources est supposée nulle pour les toutes premières étoiles (popIII) et très faible ($0.001 Z_{\odot}$) pour les étoiles de popII.
- La durée de vie des étoiles massives est aussi un paramètre (~ 10 Millions d'années). Il détermine la durée d'émission de photons ionisants par la population stellaire, car seules les étoiles massives en émettent. La durée de vie va aussi déterminer quand la rétro-action des supernovæ doit intervenir.
- La fraction d'échappement modélise la quantité de photons qui peut effectivement sortir de l'environnement stellaire. En effet, une grande partie du rayonnement est absorbé par le gaz et les poussières autour des étoiles. Ce paramètre dépend donc de la nature de cet environnement circumstellaire, qui n'est pas connu à haut redshift.

En pratique ce paramètre est plus un paramètre numérique, qui 'absorbe' les inconnues du modèle sous-grilles de sources de photons ionisants. De plus il peut être adapté en fonction de la résolution de la simulation. Par exemple, les différences entre les IMF présentées au dessus sont complètement noyées dans ce paramètre. Le choix de l'IMF n'est donc plus capital pour le modèle sous-grille.

Le spectre d'une telle population stellaire est disponible avec par exemple Starburst99 ou FSPS (Conroy & Gunn, 2010), qui sont des modèles sophistiqués de populations stellaires. Mais plus simplement, le spectre est bien approximé par le spectre d'un corps noir d'une température de 50000 K (Baek et al., 2009).

Résolution numérique La résolution du transfert radiatif est faite à partir de l'approche de l'*operator splitting* qui décompose les équations en plusieurs étapes, résolues séquentiellement :

- La première étape est l'étape "sources", les photons provenant des termes sources sont ajoutés au champ de radiation.

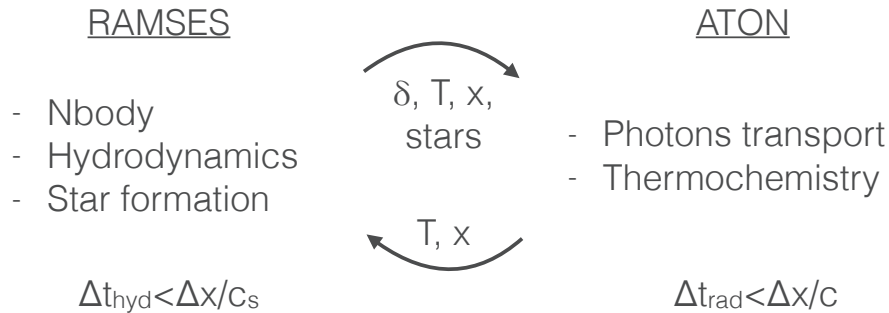


FIGURE 1.21 – Schéma illustrant le couplage entre RAMSES et ATON.

- La deuxième étape est le "transport" conservatif des photons, avec la résolution du système hyperbolique (partie de gauche du système 1.10). Le système est résolu de manière analogue à l'hydrodynamique de RAMSES, avec une méthode de Godunov et un solveur de Riemann très simple (Lax-Friedrich) et très diffusif.
- Et la dernière étape, la "thermochimie", avec la résolution de la partie de gauche du Système 1.10 avec l'évolution de la densité de d'hydrogène neutre et la température du gaz. La thermochimie est résolue hors-équilibre, ce qui est indispensable pour suivre le processus de réionisation, et de manière explicite.

1.4.3 Le couplage : RAMSES-CUDATON

Le couplage entre RAMSES (Teyssier, 2002) et la version GPU de ATON (Aubert & Teyssier, 2010) permet la réalisation relativement rapidement de simulations hydrodynamiques avec propagation du rayonnement à la vitesse de la lumière de manière cohérente (Stranex & Teyssier, 2010). Le couplage des deux codes (illustré par la Figure 1.21) se fait par échange de données à chaque pas de temps. RAMSES calcule la dynamique : à la fin du pas de temps, il envoie la densité du gaz, la température, la fraction d'ionisation et les sources de photons (les étoiles) à ATON. Ce dernier va effectuer le transport des photons sur un sous-cyclage d'une centaine à quelques milliers de cycles, puis va renvoyer la température et la fraction d'ionisation du gaz à RAMSES.

Le pas de temps Dans RAMSES-CUDATON une liste de pas de temps est calculé pour toutes les cellules d'un niveau donné et le plus petit détermine le pas de temps global :

- L'évolution du facteur d'expansion est limité, $\Delta t_{\text{cosmo}} < \epsilon_{\text{cosmo}} a / \delta a$.
- Une particule ne peut pas se déplacer sur plus que la taille d'une cellule, $\Delta t_{\text{cell}} = \epsilon_{\text{cell}} \delta x_1 / v_{\text{max}}$.
- Le temps dynamique doit être résolu, $\Delta t_{\text{dyn}} = \epsilon_{\text{dyn}} / \sqrt{\rho G}$.
- La condition de courant pour l'hydrodynamique doit être respectée, $\Delta t_{\text{hyd}} < \Delta x_1 / (v_{\text{max,gaz}} + c_s)$, avec c_s la vitesse du son de la cellule.
- La condition de courant radiative, $\Delta t_{\text{rad}} < \Delta x_1 / c$.

À partir du moment où il y a des sources de photons, c'est le pas de temps radiatif Δt_{rad} qui est le plus restrictif, $\Delta t_{\text{rad}} \sim [\frac{1}{100}, \frac{1}{1000}] \Delta t_{\text{hyd}}$. Dans RAMSES-CUDATON la partie radiation est gérée sur carte graphique, ce qui permet de garder la vitesse réelle de la lumière.

La version GPU de ATON, CUDATON, est optimisée pour travailler sur grille fixe, le raffinement adaptatif de la grille (AMR) doit donc être désactivé. Cette version GPU de ATON est écrite en CUDA

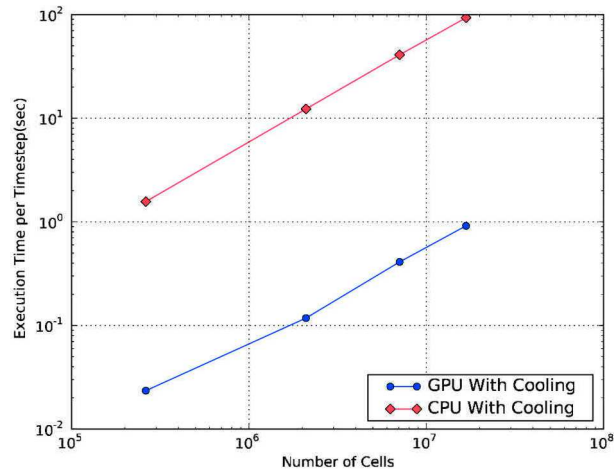


FIGURE 1.22 – Comparaison du temps d’exécution pour différente taille de simulation de la version CPU et GPU de ATON. La version GPU est 80 fois plus rapide que la version CPU.

(équivalent au C, adapté pour les GPU). La Figure 1.22 montre la comparaison du temps d’exécution de plusieurs simulations en version CPU et GPU. La version GPU de ATON est 80 fois plus rapide que la version CPU. Le principal avantage de RAMSES-CUDATON est de pouvoir utiliser la vitesse de la lumière pour la propagation du rayonnement, ce qui permet de résoudre la propagation de front d’ionisation dans les vides, qui constituent la majeure partie du volume de l’Univers. Au final, une simulation réalisée avec RAMSES-CUDATON est seulement deux fois plus longue qu’une simulation sans transfert radiatif, alors qu’environ ~ 400 pas de temps radiatifs sont ajoutés à chaque pas de temps hydrodynamique.

1.4.4 Détection et mesure des propriétés des galaxies et de leurs halos

La formation d’une galaxie va de paire avec celle de son halo hôte. Les propriétés des halos sont couplées aux propriétés du gaz qu’ils retiennent. L’étude de la formation de galaxies est donc fortement liée à l’étude des halos de matière noire. Ils sont le premier support d’analyse dans les simulations cosmologiques. Pour cela, il faut établir un catalogue de halos à l’aide de détecteurs de halos. Il existe un grand nombre de codes de détection de halos. Knebe et al. (2011) compare une vingtaine de codes et conclut que pour des simulations cosmologiques, les codes sont relativement équivalents. Pour l’analyse de nos simulations, nous avons utilisé pFOF (Roy et al., 2014), qui est un version parallèle l’algorithme FOF.

FOF est l’abréviation de "Friends-of-Friends", qui est aussi le nom de la méthode de détection. L’algorithme est relativement simple et ne nécessite qu’un seul paramètre, l_{FOF} , la longueur de lien. Un halo est défini comme le réseau de particules ayant des liens inférieurs à l_{FOF} . La valeur de l_{FOF} utilisée change le catalogue de halos. Si l_{FOF} est trop grand, trop de particules seront liées, des "ponts" de particules lieront les halos entre eux. Au final, les halos détectés seront plus des groupes de halos, voire des amas. À l’inverse, si l_{FOF} est trop petit, les halos seront trop petit, et les plus petites structures ne seront pas détectées. On impose aussi une limite au nombre de particules d’un halo. En dessous de 20 particules, les structures détectées sont majoritairement du bruit. En général, on fixe la limite à 100 particules voire 1000 pour limiter fortement le bruit de détection.

La simplicité de la méthode et la parallélisation font son efficacité. Mais les propriétés des halos retournées par le code sont aussi minimales. En effet, le code donne la position du centre du halo (défini comme le barycentre des particules), le nombre de particules détectées dans le halo et la liste des identifiants de ces particules. À partir du nombre de particules, on retrouve rapidement la masse totale du halo. Par contre, l’information de vitesse doit être recalculée à partir des particules de matières noires. Les fusions (majeures) de halos ne sont pas gérées dans l’analyse. Lors d’une fusion, arrive l’instant où les deux halos sont liés (cet instant dépend de l_{FOF}). En général, un pont de matière se forme entre les

halos au début de la fusion, le halo détecté a donc une forme de cacahuète (∞). Le centre du halo sera donc déplacé dans le pont de matière. Pendant les fusions, c'est la définition même du halo qui est mal définie, la structure n'est pas virialisée.

Dans un deuxième temps, les halos sont considérés comme virialisés et sphériques. La masse totale de leurs particules est donc leur masse de Viriel, M_{vir} . Le rayon de Viriel est donc le rayon pour lequel la sur-densité moyenne de halos est égale à la sur-densité moyenne du Viriel (Δ_{vir}). Dans le modèle d'Univers Einstein-de Sitter ($\Lambda = 0$ et $\Omega_m = 1$), $\Delta_{\text{vir}} = 18\pi^2 \approx 178$ (Mo et al., 2010). En pratique, on cherche le rayon pour lequel la sur-densité de halos est égale à 200 fois la densité critique de l'Univers. Ce rayon est noté R_{200} , et est une bonne approximation du rayon de Viriel du halo. L'abus de confondre les deux est régulièrement fait. Dans la suite, le rayon du halo correspondra à son R_{200} .

Dans les simulations cosmologiques, 'l'observable' des halos de matière noire est la fonction de masse. Elle définit la distribution des masses des halos en fonction du temps. La fonction de masse des simulations est comparée à celle de modèles théoriques (e.g. Press & Schechter (1974)) ou à des modèles numériques (e.g. Watson et al. (2013)). En pratique, j'utilise HMFcalc pour obtenir les modèles de fonctions de masse de halos à différents redshift (Murray et al., 2013).

Au final on obtient des catalogues de halos et galaxies contenant les informations de leurs propriétés physiques et numériques :

- Masse de Viriel
- Rayon de Viriel
- Masse stellaire
- Magnitude
- SFR
- Masse de gaz
- ...

Pour lier les halos et les galaxies il faut rechercher toutes les particules stellaires appartenant à chaque halo. De manière simple, la galaxie d'un halo est la liste des particules stellaires dans son rayon de Viriel (R_{200}). Pour faire cette association, il faut regarder la distance aux halos de chaque particule stellaire, dans le cas de grosses simulations (beaucoup d'éléments de résolution) cette association peut être longue. Pour les simulations que j'ai analysées, j'ai utilisé un KD-tree construit sur les particules stellaires. Le code, développé par Julien Dorval (en thèse à l'Observatoire astronomique de Strasbourg), permet de construire cet arbre avec quelques centaines de millions de points. Une fois l'arbre construit, la recherche des particules dans un certain rayon est très efficace et permet donc de construire rapidement le catalogue de galaxies lié aux halos. L'association ne prend pas en compte la forme réelle du halo, mais le halo est considéré sphérique, avec comme centre, son centre de masse. Cette considération sphérique des halos devient plus problématique pendant les fusions de halos, mais dans ce cas, c'est la définition même du halo qui est bruitée.

PARTIE I

**FORMATION DES GALAXIES PENDANT
LA RÉIONISATION**

CHAPITRE 2

Cosmic Dawn, simulation couplée de l'Univers Jeune

La Réionisation est le passage d'un Univers composé de gaz neutre post-Recombinaison à un Univers complètement ionisé par le rayonnement UV des premières générations d'étoiles. Cette transition d'environ ~ 1 milliard d'années, est le dernier événement cosmologique que l'Univers ait connu. L'étude de la Réionisation demande la prise en compte d'une grande diversité des processus physiques (dynamique et radiatif) sur une large gamme d'échelles, allant de la formation stellaire sur quelques parsecs, à la propagation du rayonnement sur des échelles cosmologiques.

Des simulations numériques sont nécessaires pour pouvoir prendre en compte tous ces processus, mais celles-ci sont encore limitées par la capacité de calcul des machines disponibles, des compromis sont encore nécessaires. Le projet Cosmic Dawn (CoDa) a pour but de résoudre la formation de galaxies pendant la Réionisation, tout en résolvant la propagation du rayonnement en même temps que l'évolution des propriétés de la matière et en faisant le moins de compromis possible. Il faut d'abord un code capable de simuler de manière efficace et couplée la dynamique de la matière noire, baryonique et la propagation du rayonnement dans le gaz. Le code, RAMSES-CUDATON, est la fusion de RAMSES, qui gère la partie matière, avec la version GPU d'ATON, qui gère la propagation du rayonnement. Ensuite, pour simuler correctement la Réionisation, un large volume est nécessaire ($> 50 \text{ cMpc.h}^{-1}$) et en même temps, pour résoudre la formation de galaxies, il faut une haute résolution ($\sim 5 \text{ kpc.h}^{-1}$). On arrive donc à une simulation hors norme, de 64 cMpc.h^{-1} en 4096^3 , ce qui fait une résolution de 2.32 kpc.h^{-1} à $z = 6$. Cette résolution est suffisante pour résoudre le milieu inter-galactique (IGM, *inter-galactic medium*), mais elle n'est pas assez fine pour résoudre le milieu inter-stellaire (ISM, *inter-stellar medium*). Cette simulation est la première simulation couplée rayonnement-hydrodynamique de la Réionisation sur un volume cosmologique.

2.1 Présentation de la simulation CoDa

La simulation CoDa a été réalisée en utilisant le code RAMSES-CUDATON (c.f. Section 1.4.3). Elle a nécessité 2 millions d'heures processeurs sur le calculateur Titan (Oak Ridge National Laboratory aux États-Unies) en utilisant 8192 processeurs et cartes graphiques.

2.1.1 Paramètres de la simulation

Les paramètres de la simulation CoDa sont résumés dans la Table 1 de [Ocvirk et al. \(2015\)](#) (c.f., Section 2.3). Je rappelle ici les principaux :

- Conditions initiales CLUES (c.f., 1.3.4),
- Cosmologie WMAP5+BAO+SN,
- 64 cMpc.h^{-1} en 4096^3 ,

- $M_{\text{DM}} = 3.5 \times 10^5 M_{\odot}$, la masse d'un halo de 100 particules est de donc $M_{\text{halo-100}} = 3.5 \times 10^7 M_{\odot}$,
- seuils de formation stellaire : $\delta_* = 50 \langle \rho \rangle$ et $T_* = 2.10^4 \text{ K}$, i.e. une cellule doit être plus dense que δ_* et moins chaude que T_* pour pouvoir activer la formation stellaire,
- masse stellaire (post-SN) : 3194 M_{\odot} , avec 10% perte de masse par supernovæ,
- fraction d'échappement : $f_{\text{esc}} = 0.5$,
- vitesse de la lumière : $c = 1$.
- emissivité des particules stellaire : 4800 [photon.Myr⁻¹.H⁻¹]

2.1.2 Données

La simulation va jusqu'au redshift $z = 4.2$ et 138 instantanés ont été sauvegardés tout les ~ 10 millions d'années. Les sorties de la simulation représentent au total près de 2 Petaoctets de données. Chaque instantané contient tous les champs de la simulation. Les champs sont : les particules de matière noire (position et vitesse), la densité, température, vitesse et état d'ionisation du gaz et les particules stellaires (position, vitesse, masse, age). Pour permettre l'analyse, les données ont été réduites, en 500 "zones d'intérêts" (appelées "cutouts" dans la suite) de 4 cMpc.h^{-1} , extraites de tous les champs dans tous les instantanés. Ensuite, les champs de la simulation ont été dégradés d'un facteur 2 en résolution (les "full-boxs"), passant de 4096^3 à 2048^3 , pour permettre leur analyse. Les données réduites représentent environ 200Toctets de données, qui seront analysées.

En plus des sorties "classiques", un catalogue de halos a été calculé avec un algorithme de "Friend-of-friend" (FOF), détectant plus de 13 millions de halos dans le dernier instantané, à $z = 4.2$. À partir du catalogue de halos, et celui des particules stellaires, j'ai construit le catalogue de galaxies. De manière simple, la galaxie d'un halo est la liste des particules stellaires dans son rayon de Viriel (R_{200}). Pour faire l'association des 280 millions de particules stellaires avec les 13 millions de halos, j'ai utilisé un KD-tree construis sur les particules stellaires. Le code, développé par Julien Dorval (en thèse à l'Observatoire astronomique de Strasbourg), permet de construire cet arbre avec 280 millions de points. Une fois l'arbre construit, la recherche des particules dans un certain rayon est très efficace et permet donc de construire rapidement le catalogue de galaxies. L'association ne prend pas en compte la forme réelle du halo, mais le halo est considéré sphérique, avec comme centre, son centre de masse. Cette considération sphérique des halos devient plus problématique pendant les fusions de halos, mais dans ce cas, c'est la définition même du halo qui est bruitée. La force de la simulation CoDa est le grand nombre de halos et particules stellaires qui permettent de faire un traitement statistique et de réduire le bruit dû à la détection des halos.

2.2 Résultats

L'analyse de la simulation CoDa permet d'étudier la Réionisation dans sa globalité, mais aussi dans les détails. Le large volume, le grand nombre de halos et de particules stellaires permettent de mettre en évidence les effets de la Réionisation sur la formation de galaxies. L'effet de la Réionisation sur le milieu inter-galactique peut aussi être étudié en détail, comme les filaments de gaz, et à la limite de ce que la résolution permet, les propriétés du gaz des halos peuvent aussi être analysées.

2.2.1 Propriétés globales de la Réionisation

Dans un premier temps, nous allons regarder les propriétés globales moyennes de la Réionisation. En particulier, les deux principales observables sont la fraction de neutre moyenne ($1 - \langle x \rangle$) et le taux de formation stellaire cosmique (SFR). La Figure 2.2a le taux d'ionisation en fonction du redshift et la Figure 2.2b présente le SFR. Les courbes noires représentent les données de la simulation. Le taux d'ionisation moyen (pointillé noir) passe à 50% à $z=5.58$, 90% à $z=4.88$ et 99% à $z=4.7$. La fraction de neutre moyen (trait plein noir) montre que la simulation réionise trop tardivement comparée aux observations (collectée par Bouwens et al. (2015b)). En regardant le SFR global, sur le panneau de droite, on constate que la simulation ne forme pas assez d'étoiles par rapport aux observations (courbe noire).

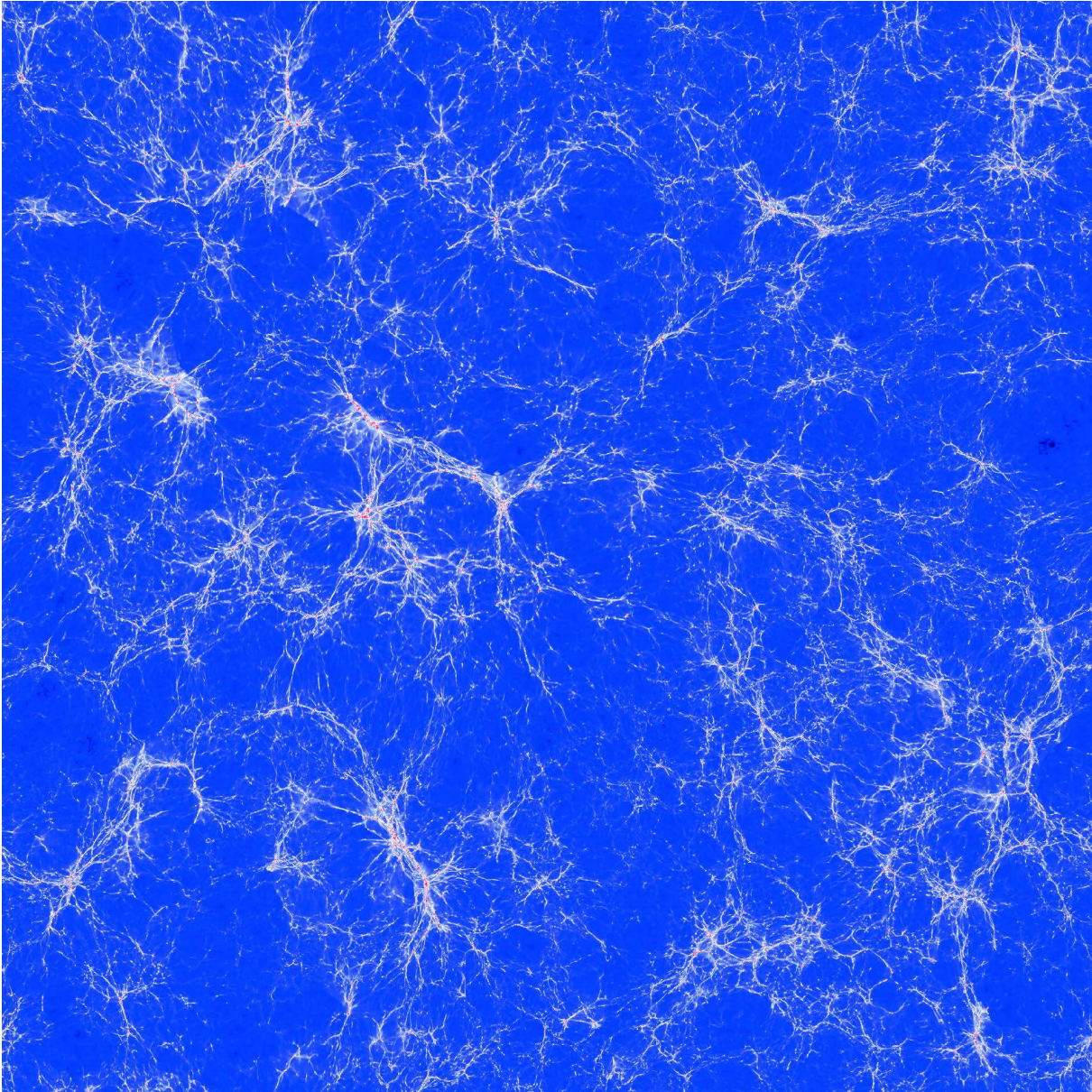


FIGURE 2.1 – Tranche de 64 cMpc.h^{-1} de large sur une épaisseur de 6.25 cMpc.h^{-1} de la densité du gaz de la simulation CoDa, à $z=4.2$. La couleur code pour la densité de gaz, avec en bleu les densités les plus faibles et en rouge les densités les plus fortes. La palette de couleur permet de bien distinguer en bleu les vides, en blanc les filaments et en rouge le gaz dans les halos (nécessite un zoom sur la version numérique pour voir bien le rouge).

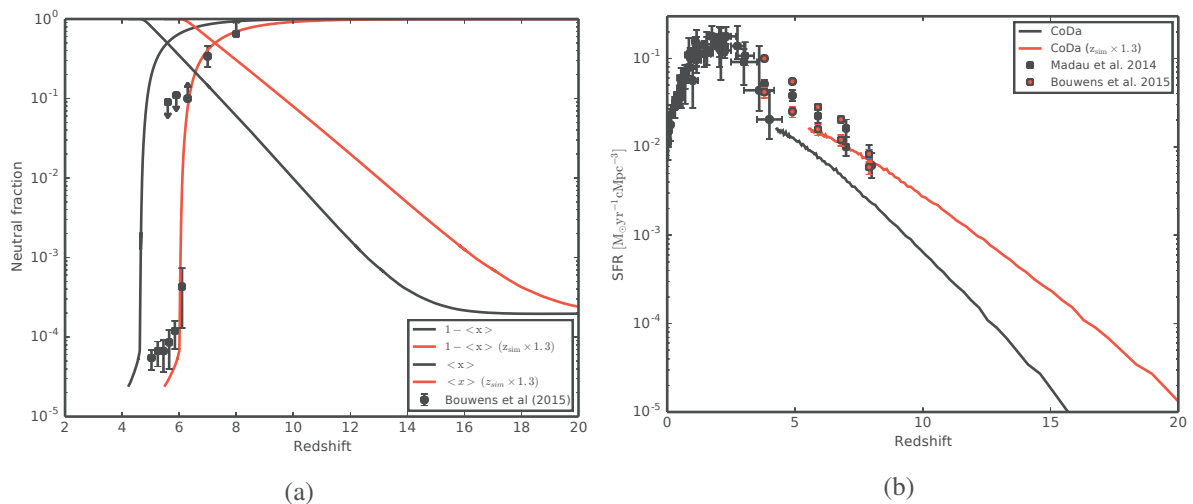


FIGURE 2.2 – **Panneau (a)** : La fraction moyenne de neutre en trait plein et la fraction moyenne ionisée en tirets. Les courbes noires sont les données de la simulation et celles en rouge ont une correction de redshift (le redshift de base z_{sim} est multiplié par un facteur 1.3). **Panneau (b)** : Le SFR global est présenté sur le panneau de droite, avec en noire les données de la simulation et en rouge avec la correction de redshift.

La tendance générale est bonne, mais le SFR est trop faible ~ 0.5 dex par rapport aux observations entre $z=8$ et $z=4$. Ce problème vient de la difficulté de calibrer ces énormes simulations.

Une façon de compenser le problème est de se placer dans le référentiel de l'histoire de réionisation i.e., de comparer la simulation aux observations à état d'ionisation égal. Pour cela nous avons décidé de simplement 'recaler' le redshift de la simulation par un facteur 1.3. Ce facteur permet d'obtenir une histoire d'ionisation en accord avec les observations (panneau de gauche). Ce recalage peut aussi être vu comme une contraction du temps pour booster le SFR. Les courbes rouges présentent la simulation avec la correction de redshift. Une fois la correction appliquée, les autres observables s'ajustent avec les observations, le SFR est visible sur le panneau de droite, et le flux UV et l'épaisseur optique Thomson sont représentés sur la Figure 6 de [Ocvirk et al. \(2015\)](#) (c.f., Section 2.3).

Dans la suite, l'utilisation du redshift de la simulation (z_{sim}) ou du redshift corrigé (z_{rec}) sera clairement précisé ($z_{\text{rec}} = 1.3 \times z_{\text{sim}}$).

2.2.2 La formation de galaxies

Dans les 64 cMpc.h^{-1} de la simulation, plus de 13 millions de halos sont détectés à la fin de la simulation, à $z=4.2$, et près de 280 millions de particules stellaires ont été formées. Sur ces 13 millions de halos, 3.8 millions sont plus massifs que $10^8 M_{\odot}$ et ~ 1 million ont des galaxies (6.8%). La grande quantité de halos permet de faire une analyse statistique de la formation galactique. À cet instant, 13% de la masse stellaire (ce qui représente 16% des particules stellaires) ne sont pas dans des halos. Cette masse stellaire est donc prise en compte dans le SFR total, mais ne peut pas être prise en compte dans le SFR en fonction de la masse des halos. Ces étoiles dans le milieu inter-galactique sont principalement dues à deux raisons. La première est que l'association halos-étoiles se fait de manière sphérique avec les R_{200} des halos. Cette approximation de la forme des halos peut manquer des étoiles dans les halos les plus prolates ou pendant les fusions. Deuxièmement, dans les régions denses, le gaz des filaments peut atteindre la densité seuil ($\delta_* = 50 < \rho >$) sur la bordure du R_{200} , là où le filament se connecte au nœud. De plus, c'est dans ces régions denses que le taux de fusion est le plus grand, dispersant encore plus d'étoiles dans le milieu inter-galactique.

L'évolution entre $z = 8$ et $z = 4$ des fonctions de masse des halos et des galaxies est présentée sur la Figure 2.3. La fonction de masse des halos est en bleu, avec la comparaison au modèle en magenta ([Watson et al., 2013](#)). On constate qu'il y a un décrochage entre la simulation et le modèle, il manque

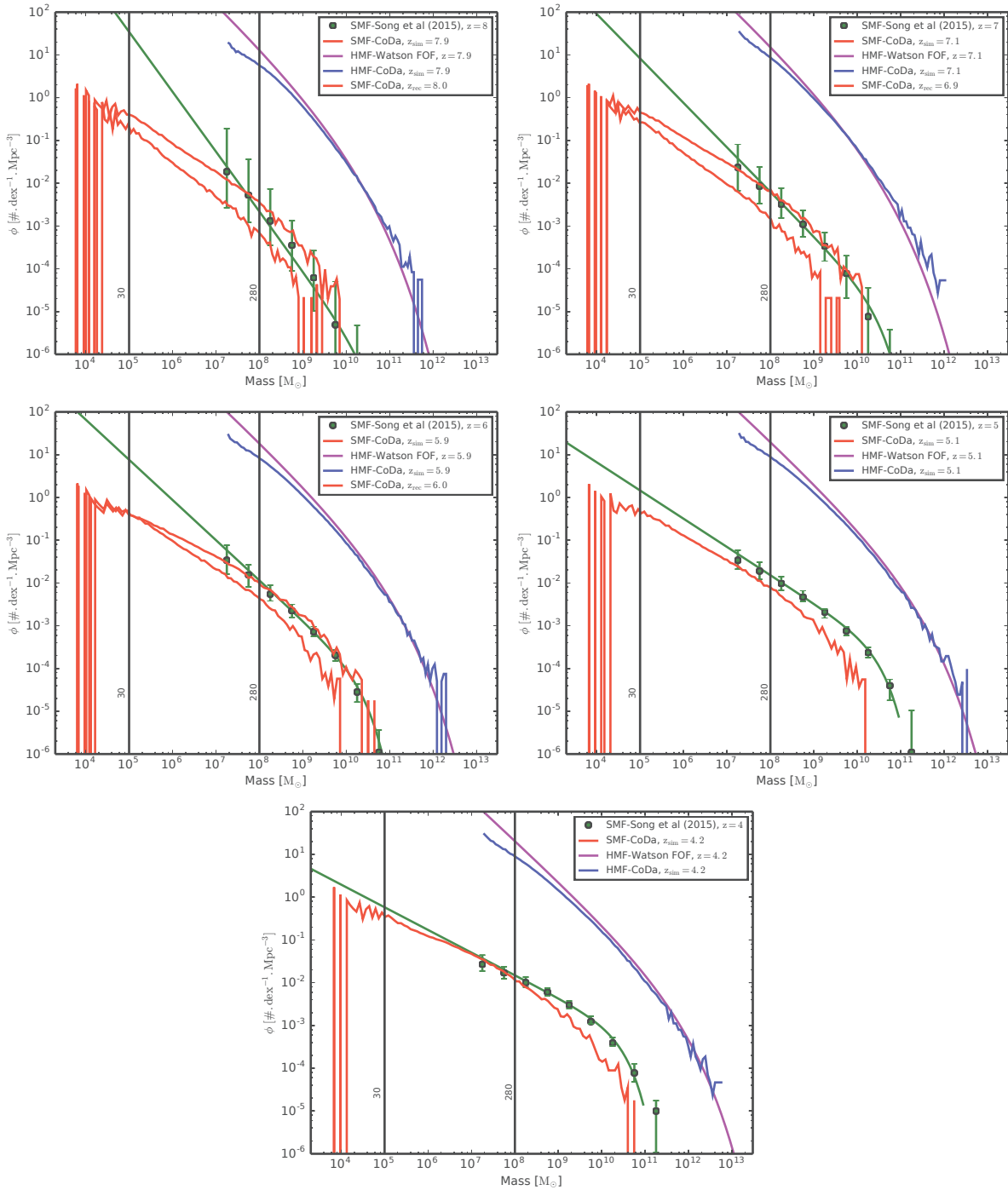


FIGURE 2.3 – La fonction de masse stellaire et la fonction de masse des halos pour tout le volume de la simulation aux redshifts ~ 8 , ~ 7 , ~ 6 , ~ 5 et ~ 4 . La courbe rouge est la fonction de masse stellaire, avec les observations en vert (Song et al., 2015), et en bleu la fonction de masse des halos, avec la comparaison au modèle en magenta (Watson et al., 2013). Les courbes rouges pointillées sur les trois premiers panneaux, $z=8$, $z=7$ et $z=6$, représentent la fonction de masse stellaire de la simulation avec un redshift recalibré $z_{\text{rec}} = 1.3 \times z_{\text{sim}}$.

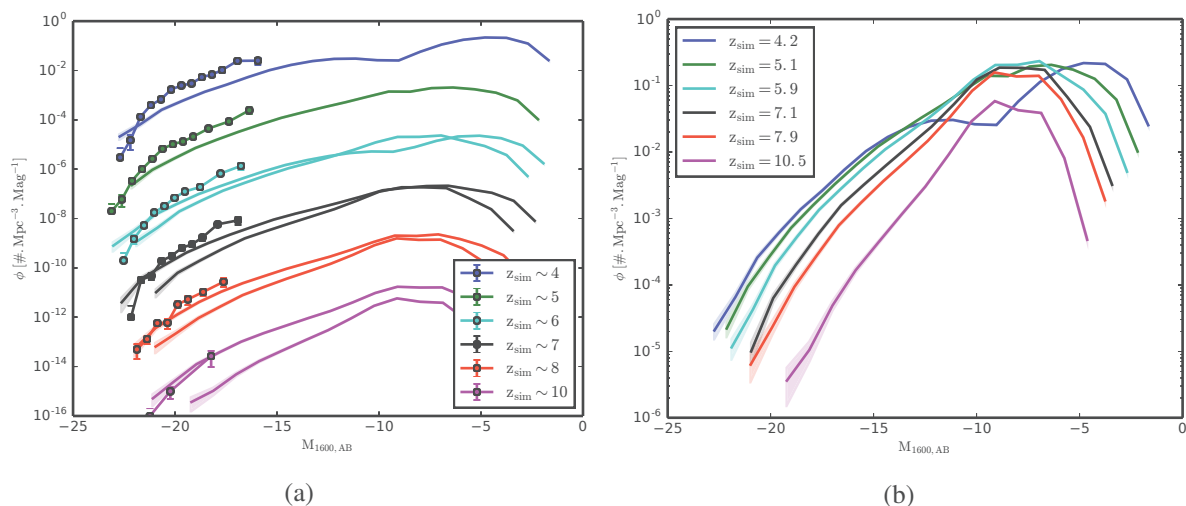


FIGURE 2.4 – **Panneau (a)** : Les fonction de luminosité sont présentées à six redshifts (en trait plein) avec les observations (points de [Bouwens et al. \(2015a\)](#)). Les courbes en traits pointillés représentent les fonctions de luminosité de la simulation avec le recalage de redshift (pour les redshift 6, 7, 8 et 10). Les fonctions de luminosité sont décalées de deux ordres de grandeur vers le bas pour chaque redshift. **Panneau (b)** : Les fonctions de luminosités brutes de la simulation CoDa pour six redshift.

des halos plus légers que $\sim 10^8 M_\odot$ par rapport au modèle. Ce décrochage est expliqué en détail dans le papier CoDa (c.f., [Ocvirk et al. \(2015\)](#), Section 2.3). Il est dû à la résolution spatiale de la simulation. Le potentiel étant calculé sur la grille fixe, les plus petits halos ont des difficultés à se contracter et donc à se former. Pour confirmer que c'est bien un effet de la résolution spatiale, la fonction de masse de la CoDa est comparée à la fonction de masse de sa simulation jumelle. Cette deuxième simulation est en matière noire pure réalisée avec GADGET 2 ([Springel, 2005](#)) en 2048^3 , elle a une résolution spatiale du potentiel environ ~ 20 fois plus fine que la CoDa. On constate que la fonction de masse de cette deuxième simulation est en accord avec le modèle (visible sur la Figure A1 de [Ocvirk et al. \(2015\)](#)). Nous avons donc décidé de limiter l'analyse à $10^8 M_\odot$ pour ne pas prendre en compte les halos mal résolus, cette limite représenté par une barre verticale en pointillée sur la Figure 2.3.

La fonction de masse stellaire est aussi présentée sur la Figure 2.3 en rouge (trait plein), et les observations en vert ([Song et al., 2015](#)). On constate que la fonction de masse stellaire est toujours plus faible que les observations i.e., soit il n'y a pas assez de galaxies, soit les galaxies ne sont pas assez massives. Ce problème est directement relié au problème du SFR global trop faible (c.f., Figure 2.2a). Le taux de formation stellaire est trop faible dans la simulation, les galaxies auraient dû pouvoir former plus d'étoiles et donc être plus massives, ce qui devrait se matérialiser par un translation vers les hautes masses de la fonction de masse stellaire. Dans le référentiel de la Réionisation, c'est-à-dire, en appliquant le décalage de redshift décrit Section 2.2.1, la fonction de masse stellaire est plus en accord avec les observations. Les fonctions de masses stellaires recalées sont en rouge pointillé pour les redshifts 8, 7 et 6 sur la Figure 2.3. Dans le référentiel de la Réionisation, la quantité de galaxies formées est en bon accord avec les observations, dans la partie où il y a des données (i.e., les points verts entre $10^7 M_\odot$ et $10^{11} M_\odot$). Mais en dessous de $10^7 M_\odot$, l'extrapolation des observations surestime fortement la quantité de petites galaxies.

L'observation complémentaire de la fonction de masse stellaire est la fonction de luminosité. Dans [Bouwens et al. \(2015a\)](#) les fonctions de luminosité sont déterminées entre les redshift 4 et 8 avec plus de 200 galaxies observées au minimum, et une estimation avec une petite dizaine de galaxies pour $z=10$. Il est donc possible de comparer les observations des fonctions de luminosité avec celles de la simulation CoDa. Pour calculer les fonctions de luminosité, il faut un modèle qui permet de déterminer la magnitude ($M_{1600,AB}$) en fonction de l'âge de l'étoile. Nous avons utilisé FSPS pour déterminer le modèle de population stellaire ([Conroy & Gunn, 2010](#)) (testé aussi avec Starburst99 et les résultats sont quasi-

identiques). La Figure 2.4a présente sur les deux panneaux les fonctions de luminosité aux redshift 4, 5, 6, 7, 8 et 10. Sur le panneau de gauche, les données observées de Bouwens et al. (2015a) sont comparées avec la simulation CoDa (chaque courbe est décalée de deux décades vers le bas en fonction du redshift pour faciliter la lecture). La fonction de luminosité de la simulation (en trait plein) est toujours en dessous des observations à tous les redshifts, les galaxies simulées ne sont pas assez brillantes. Ce qui est la conséquence directe du manque de formation stellaire dans la simulation. En appliquant la correction de redshift (courbes en pointillés aux redshifts 6, 7, 8 et 10), la simulation est plus en accord avec les observations, mais les pentes sont différentes aux hautes luminosités, les observations sont plus raides. Le panneau de gauche présente les mêmes fonctions de luminosité sans décalage vertical et sans les observations. Il permet de voir l'évolution de la fonction de luminosité en fonction de la Réionisation. Pour les hautes luminosités (entre -23 et -13) le nombre de galaxies brillantes augmente au cours du temps et la pente reste relativement constante. Pour les plus faibles luminosités ($M_{1600,AB} > -13$), à haut redshift la fonction de luminosité a son maximum à la magnitude de -10 et le nombre de galaxies s'effondre aux plus hautes luminosités. Au moment de la Réionisation, la fonction de luminosité se creuse rapidement à la magnitude -10 et le pic de galaxies se déplace en -5. À la fin de la Réionisation, la fonction de luminosité est quasi bimodale, avec une population de galaxies lumineuses, qui ont un SFR non nul ($M_{1600,AB} < -10$) et les galaxies peu lumineuses, avec une population stellaire vieillissante à cause de la coupure de SFR dû à la reionisation ($M_{1600,AB} > -10$). L'analyse de l'impact de la reionisation sur le SFR est traité dans la section suivante (Section 2.2.3).

Pour conclure, le taux de formation stellaire étant trop faible dans la simulation CoDa les galaxies formées sont trop légères (en masse stellaire), et pas assez lumineuses. Ce qui explique que la Réionisation soit trop tardive par rapport aux observations. Mais dans le référentiel de la Réionisation, i.e., quand on regarde la formation galactique en fonction de la Réionisation (avec le recalage de redshift) la simulation est en bon accord avec les observations. Le modèle de formation stellaire et galactique est donc relativement correct. Dans la section suivante, nous allons présenter l'effet de la Réionisation sur la formation galactique.

2.2.3 Impact de la Réionisation sur la formation de galaxies

A priori, il est attendu que la Réionisation stoppe la formation stellaire dans les halos en dessous d'une certaine masse, cette masse étant déterminée par la capacité du gaz du halo à refroidir, recombiner et s'écranter du rayonnement UV pour continuer à former des étoiles. La simulation CoDa prend en compte ces processus physiques, il est donc possible de retrouver cette masse en analysant le taux de formation stellaire en fonction du temps et de la masse des halos.

La Figure 2.5a montre le SFR moyen en fonction de la masse du halo à différents redshift. Pour les halos plus massifs que $10^{10} M_{\odot}$ le SFR est quasiment constant en fonction du temps et suit une loi de puissance de pente $\alpha \sim 5/3$ en fonction de la masse du halo. On peut quand même noter une légère diminution en fonction du temps autour de $10^{10} M_{\odot}$. Pour les halos plus légers, le SFR varie rapidement en fonction du redshift. Au début de la Réionisation, les halos en dessous de $10^{10} M_{\odot}$ suivent la même loi de puissance que les halos massifs. Mais le taux de formation stellaire diminue d'environ 4 ordres de grandeur pour les halos de $10^9 M_{\odot}$ pendant la Réionisation.

Pour résumer, on voit donc trois classes de masses de halos se démarquer pendant la Réionisation : les halos massifs au-dessus de $\sim 10^{10} M_{\odot}$ qui sont immunisés aux effets de rétro-action de la Réionisation, les halos "légers" en dessous de $\sim 10^9 M_{\odot}$ qui subissent un fort ralentissement, voir une coupure, de la formation stellaire, et enfin entre ces deux masses, les halos de "transitions", qui subissent un ralentissement du SFR progressif en fonction de la masse du halo.

La Figure 2.5b présente le taux de formation stellaire globale en fonction du temps pour cinq classes de masse de halos (divisées par dex entre $10^8 M_{\odot}$ et $10^{13} M_{\odot}$). Cette figure est complémentaire de celle du panneau de gauche. On y retrouve les trois classes de masse de halos : en dessous de $\sim 10^9 M_{\odot}$ (la courbe bleue) le SFR chute très rapidement au moment de la percolation $z \sim 5$, pour les halos intermédiaires (la courbe verte) le SFR diminue légèrement sous l'effet de la Réionisation, et pour les halos massifs (courbes rouge, cyan et magenta) le SFR ne diminue pas. Cette figure permet de dire quelle

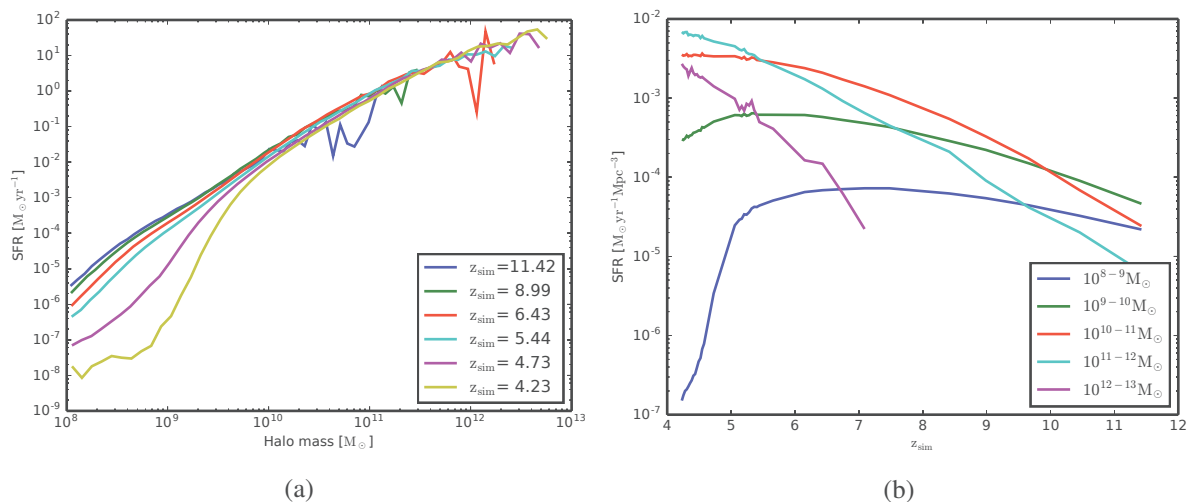


FIGURE 2.5 – **Panneau (a)** : SFR moyen en fonction de la masse du halo de matière noire pour différents redshift. **Panneau (b)** : SFR global en fonction du temps pour différents intervalles de masses de halos.

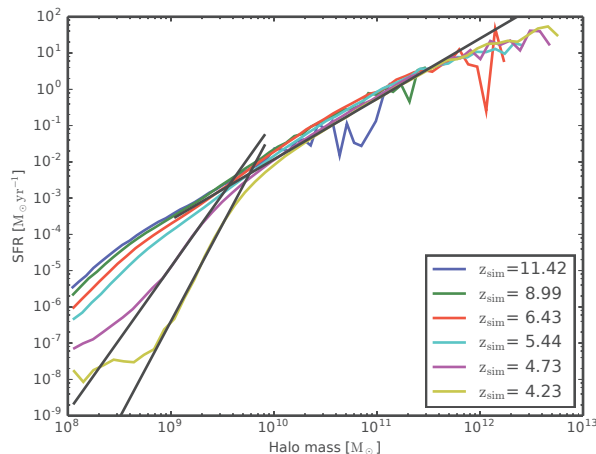


FIGURE 2.6 – Comme sur le panneau de gauche de la Figure 2.5a, sont représentés les SFR moyens en fonction de la masse du halo pour différents redshift. En pointillés ont été ajoutées des lois de puissance, calibrées sur les halos massifs (au-dessus de $10^{10} M_{\odot}$), et sur les halos intermédiaires (entre $10^9 M_{\odot}$ et $10^{10} M_{\odot}$) pour les deux derniers redshift.

classe de halos domine le SFR en fonction du temps, et donc celle qui domine la production de photons pendant la Réionisation. À noter que la classe de masse qui domine la production de photons n'est pas équivalente à la classe de masse qui réionise effectivement l'Univers. En effet, il faut encore que les photons produits arrivent à s'extirper du gaz dense des halos. Malgré cela, on constate que les plus petites galaxies ne dominent pas le SFR global au début de la Réionisation, en effet, à $z=11.5$ c'est déjà les halos de masses intermédiaires qui dominent (courbe verte $10^9-10 M_{\odot}$). Par la suite, les classes dominantes vont être les halos les plus massifs, entre $z=10$ et $z=5.5$ ce sont les halos de $10^{10-11} M_{\odot}$ (en rouge) puis $10^{11-12} M_{\odot}$ (en magenta) jusqu'à la fin de la simulation à $z=4.2$. Les halos très massifs (au-dessus de $10^{12} M_{\odot}$) arrivent tardivement ($z=7$) et malgré une augmentation rapide de leur participation au SFR global, cette classe de masse ne sera jamais dominante pendant la Réionisation. Mais elle vient clairement combler le déficit de photons dû à la coupure de SFR dans les plus petits halos.

Pour résumer, ce sont les halos intermédiaires qui sont les principaux producteurs de photons ionisants, mais au fur et à mesure, la masse de la classe dominante augmente. Au moment de la percolation, le SFR est réduit et coupé dans les halos les plus légers, c'est donc les galaxies les plus massives qui vont achever la Réionisation.

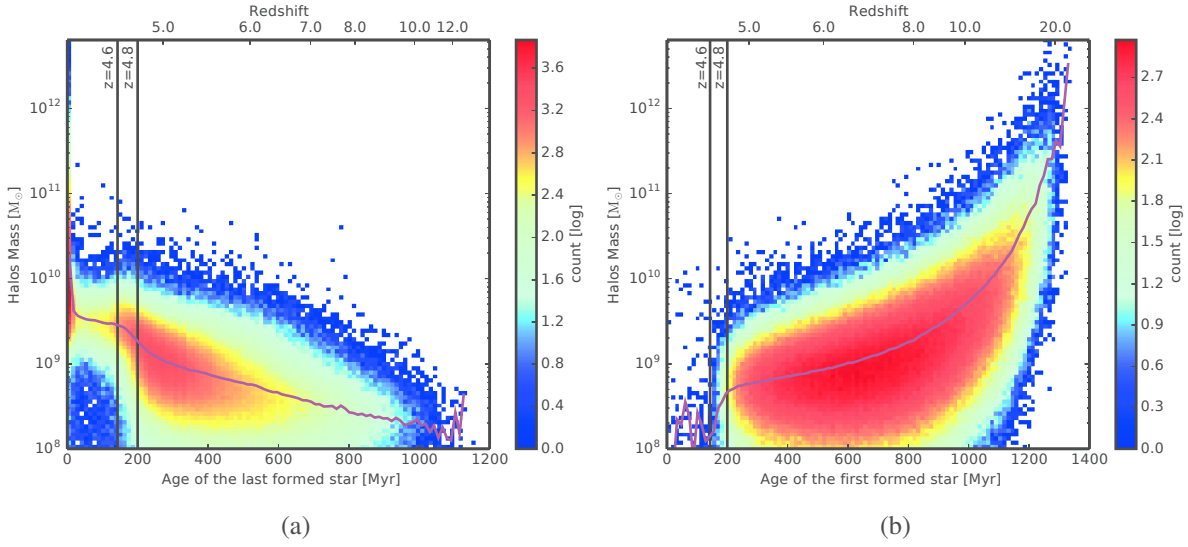


FIGURE 2.7 – **Panneau (a)** : Masse instantanée des halos en fonction de l'âge de la dernière. L'âge est l'équivalent du temps (à rebours) avec 0 Myr l'instantané analysé (le dernier de la simulation, i.e., $z=4.2$). La courbe magenta représente la masse moyenne des halos en fonction de l'âge. La droite verticale noire marque la Réionisation (la percolation). La couleur code le log du compte. **Panneau (b)** : Masse instantanée des halos en fonction de l'âge de la première étoile de la galaxie.

Pour aller plus loin, nous avons modélisé le SFR moyen en fonction de la masse du halo, par deux lois de puissance, une pour les halos massifs et une pour les halos intermédiaires (à deux redshifts). La Figure 2.6 présente en pointillés les différentes lois de puissance, calibrées à l'œil sur les données. La loi de puissance pour les halos massifs est définie par :

$$\text{SFR}_{\text{highmass}} = M^{5/3} 10^{-18.6}, \quad (2.1)$$

le facteur -18.6 étant le facteur de calibration, ensuite, pour les halos intermédiaires aux deux derniers redshift :

$$\begin{cases} \text{SFR}_{\text{lowmass } 4.7} = M^{12/3} 10^{-40.9}; z = 4.7, \\ \text{SFR}_{\text{lowmass } 4.2} = M^{16/3} 10^{-54.4}; z = 4.2. \end{cases} \quad (2.2)$$

Ainsi, on peut définir la masse de coupure, M_{cut} comme l'intersection de la loi de puissance aux hautes masses est celles aux basses. On trouve, à $z=4.7$ (la courbe magenta) une masse de coupure $M_{\text{cut } 4.7} = 3.6 \times 10^9 M_{\odot}$ et à $z=4.2$ (courbe jaune), $M_{\text{cut } 4.2} = 5.8 \times 10^9 M_{\odot}$. La coupure abrupte du SFR au moment de la percolation est principalement due à la température du gaz, le fond UV entretenu par les plus grosses galaxies ionise et chauffe le gaz des plus petits halos dont le gaz n'est pas assez dense pour refroidir sous le seuil de température de formation.

Une autre manière de mettre en évidence la coupure de formation stellaire due à la Réionisation est de regarder l'âge des étoiles des galaxies formées. Et en particulier, de regarder l'âge de la première et de la dernière étoile de chaque galaxie. La Figure 2.7 présente la masse des halos (à cette instant, $z=4.2$) en fonction de l'âge de la première étoile sur la gauche, et l'âge de la dernière sur la droite.

Dans un premier temps, regardons l'âge de la dernière étoile (La Figure 2.7a), il permet de déterminer à quel instant le SFR est devenu nul pour les différentes masses de halos :

- On retrouve les trois classe de halos déterminées précédemment : au-dessus de $10^{10} M_{\odot}$ tous les halos ont une étoile jeune (0 Myr). À l'opposé, en dessous de $10^9 M_{\odot}$ quasi aucun halo n'a d'étoiles jeunes. On retrouve donc bien la coupure du SFR dans les halos les plus légers.

- En remontant le temps, on constate que la suppression du SFR dans les petits halos (en dessous de $10^9 M_{\odot}$) s'étale sur plusieurs centaines de millions d'années. Déjà à $z=10$ certaines galaxies formaient leur dernière étoile. Mais la majorité de la coupure de SFR intervient entre $z=6$ et la percolation à $z=4.6$. Et après la percolation quasi aucune galaxie en dessous de $10^9 M_{\odot}$ ne va former d'étoiles.
- La situation des halos intermédiaires est plus compliquée (entre $\sim 10^9 M_{\odot}$ et $\sim 10^{10} M_{\odot}$). Certains de ces halos ont des étoiles jeunes et d'autres n'ont pas formé d'étoiles depuis ~ 150 Myr (moment de la percolation). Ce 'tunnel' est composé de halos de masse intermédiaire qui ont des difficultés à former de nouvelles étoiles, i.e., ces halos ont une réduction du SFR sans avoir une coupure totale. Pourquoi certains de ces halos sont plus affectés que d'autres par le fond UV ?

Dans un deuxième temps, regardons l'âge de la première étoile (Figure 2.7b), il permet de comprendre quand, et dans quels halos se forment les galaxies :

- La coupure de formation stellaire au moment de la percolation (matérialisé par la droite noire verticale) est évidente. Aucun halos a formé sa première étoile après la Réionisation. Les halos formant des étoiles après la Réionisation ne sont que les halos qui ont déjà des galaxies. L'implication est forte, tout halo sans galaxies à la fin de la Réionisation ne peut plus former d'étoiles. En d'autres termes, la Réionisation change les conditions de formation galactique globale, les rendant plus contraignantes. Néanmoins, la formation des structures ne finit pas en même temps que la Réionisation, les halos continuent de se former et de fusionner et donc de croître. Ils continueront à accrêter du gaz, et pourront de nouveau avoir des conditions favorables à la formation stellaire. Néanmoins, il est possible de penser que la coupure de réionisation est visible dans la population stellaire de certaines galaxies à $z=0$.
- La coupure du SFR est très rapide, entre $z=4.8$ et $z=4.6$, plus aucune étoile est formée dans les halos en dessous de $\sim 5 \times 10^9 M_{\odot}$.
- Les premières étoiles de la simulation apparaissent à $z=21.5$, dans les halos qui sont les plus massifs à $z=4.2$. Un halo apparaît sur la Figure lorsqu'il forme sa première étoile. Ensuite, il se déplace vers la droite avec le temps (et donc l'âge de cette étoile qui augmente), et vers le haut en même temps que le halo grossit (par accretion et fusions successives). Ainsi, la courbe magenta représente l'évolution moyenne de la masse des halos qui hébergent une galaxie.

Avec l'analyse de l'âge de la première et la dernière étoile en fonction de la masse du halo, il est possible de distinguer trois classes de halos. Les halos légers, en dessous de $10^9 M_{\odot}$, qui sont fortement affectés par la Réionisation et ont un SFR nul après la percolation. Les halos massifs, $10^{10} M_{\odot}$, sont complètement immunisés à la rétro-action négative de la Réionisation sur le SFR. Et enfin, les halos intermédiaires, entre les deux classes de halos précédentes, sont sensibles à la Réionisation, même si le SFR n'est pas complètement coupé. Cette classe intermédiaire de halos est aussi visible dans le SFR en fonction de la masse des halos et du redshift, sur la Figure 2.5a. Sur les deux panneaux, les halos avec une masse de $10^{9-10} M_{\odot}$ sont partiellement affectés avec une diminution du SFR. Se pose alors la question suivante : Pourquoi la transition entre les halos affectés et ceux immunisés à la Réionisation n'est pas plus abrupte, à une masse bien précise ? Pourquoi certains halos intermédiaires sont plus sensibles que d'autres à la Réionisation ?

2.2.4 Effet environnemental

Pour comprendre d'où vient la dispersion des SFR des halos intermédiaires, j'ai regardé l'environnement des halos. En effet, on s'attend à ce que la force de la rétro-action négative aille de pair avec l'intensité du fond UV. Or, la densité du fond UV dépend de la densité des sources. Donc, là où les sources sont nombreuses, la rétro-action sur le SFR devrait être plus forte. Les galaxies les plus massives se forment dans les halos les plus massifs, et ces halos sont aussi dans des amas de halos. Ainsi, il y a une corrélation entre la densité de halos du milieu, et l'intensité du fond UV.

J'ai pris la masse du voisin le plus massif d'un halo dans un certain rayon comme l'approximation de la densité de l'environnement de ce halo. Ce catalogue de voisinage a été construit avec le même outil

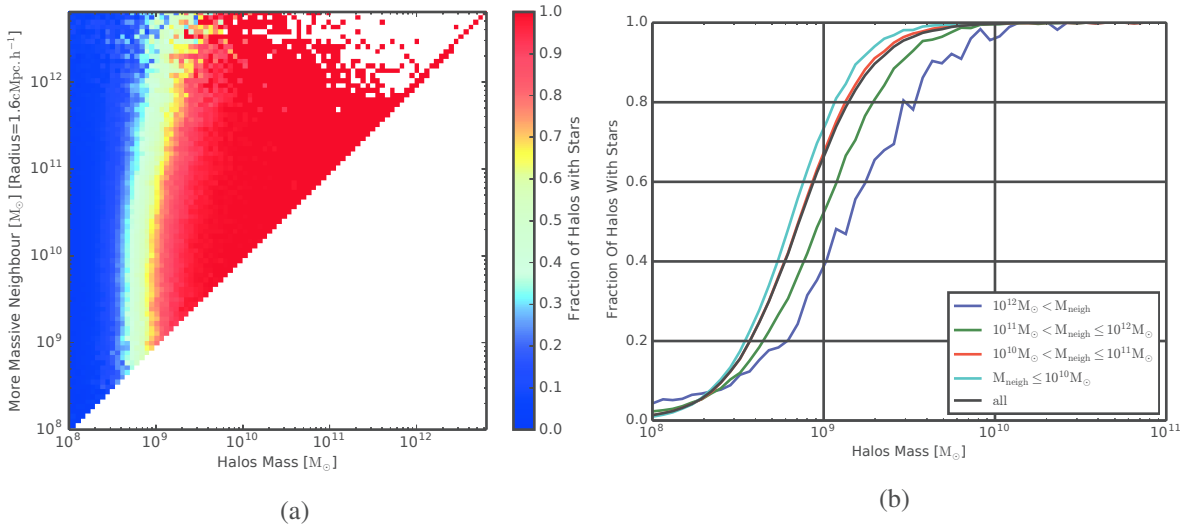


FIGURE 2.8 – **Panneau (a)** : Masse du halo voisin le plus massif (dans un rayon de $1.6 \text{ cMpc} \cdot \text{h}^{-1}$) en fonction de la masse du halo et la couleur code la fraction de halos avec des étoiles. **Panneau (b)** : Fraction de halos avec des étoiles en fonction de la masse des halos, pour quatre intervalles de masses du halo voisin le plus massif.

que pour le catalogue de galaxies. Le KD-tree des halos permet une recherche rapide des halos voisins dans un certain rayon.

La Figure 2.8a montre la masse du halo voisin le plus massif (dans un rayon de $1.6 \text{ cMpc} \cdot \text{h}^{-1}$) en fonction de la masse du halo et la couleur code la fraction de halos avec des étoiles. La fraction de halos avec des galaxies dépend principalement de la masse du halo (la variation de couleur est principalement horizontale). Mais on constate aussi que la fraction de 50% (en vert) dépend aussi légèrement de la masse du voisin. En effet, plus le halo voisin est massif, plus la transition à 50% est pour des halos massifs (déplacement sur la droite de la fraction à 50% en même temps que l'on monte). Cette tendance, légère, est mise en évidence sur La Figure 2.8b. La fraction de halos avec des étoiles est montrée en fonction de la masse du halo, pour quatre intervalles de masse de voisin. Et il est évident que plus la masse du voisin est élevée, plus la masse de transition entre les halos avec et sans étoiles et déplacée vers les halos massifs. La masse de transition à 50% pour les halos avec un voisin inférieur à $10^{10} M_\odot$ est à $6.4 \times 10^8 M_\odot$ et celle de ceux qui ont un voisin plus massif que $10^{12} M_\odot$ et de $1.4 \times 10^9 M_\odot$. Donc en fonction du voisinage la masse de transition peut varier d'un facteur 2. Cette variation est légère, mais le grand nombre de halos de la simulation CoDa permet de la mettre en évidence.

Ainsi, la rétro-action négative de la Réionisation sur le SFR est fonction de l'environnement du halo. Cet effet d'environnement permet de comprendre la dispersion du SFR des halos de masse intermédiaire (10^9 – $10^{10} M_\odot$). Les halos dans le 'tunnel', de la Figure 2.7 panneau de droite, sont des halos qui sont dans des environnements différents. Dans les amas de galaxies, la formation stellaire et galactique est plus difficile à cause du fort fond UV.

2.2.5 Conclusion

La simulation CoDa est une simulation cosmologique de la Réionisation avec le couplage entre l'hydrodynamique et le rayonnement. Le large volume de la simulation, le grand nombre de halos et de particules stellaires permet une analyse statistique de la formation de galaxies pendant la reionisation.

Le taux de formation stellaire trop faible de la simulation induit une réionisation tardive par rapport aux observations. Mais en se plaçant dans le référentiel de la Réionisation en corrigeant le redshift, la simulation est en bon accord avec les différentes observations.

Les propriétés du gaz dans le milieu inter-galactique sont aussi traités dans l'analyse de la simulation CoDa (Ocvirk et al. (2015), c.f., Section 2.3). Les filaments de gaz ont une structure gainée en tempéra-

ture i.e., une couche tubulaire de gaz chaud entoure un cœur plus froid. C'est le résultat d'une formation choquée du filament par accréation. Même si le cœur du filament est plus froid que sa gaine, son gaz est complètement ionisé, il n'est pas écrané du fond UV.

L'analyse de l'impact de la Réionisation sur la formation de galaxies montre que les halos peuvent être séparés en trois classes de masses. Au dessus de $10^{10} M_{\odot}$ les halos sont immunisés à la Réionisation. Et en dessous de $\sim 3 \times 10^9 M_{\odot}$, la formation stellaire est complètement stoppée. Ainsi à la fin de la Réionisation une grande partie des halos sont encore noirs. La rétro-action négative de la Réionisation sur la formation stellaire est aussi fonction de l'environnement dans lequel évolue le halo. La masse de transition entre les halos avec et sans étoiles change d'un facteur 2 entre les halos isolés et ceux évoluant dans un environnement dense.

2.3 Ocvirk et al. (2015)

Cosmic Dawn (CoDa): the First Radiation-Hydrodynamics Simulation of Reionization and Galaxy Formation in the Local Universe

Pierre Ocvirk,¹ Nicolas Gillet,¹ Paul R. Shapiro,² Dominique Aubert,¹
 Ilian T. Iliev,³ Romain Teyssier,⁴ Gustavo Yepes,^{5,6} Jun-Hwan Choi,²
 David Sullivan,³ Alexander Knebe,^{5,6} Stefan Gottlöber,⁷ Anson D’Aloisio,^{2,8}
 Hyunbae Park,^{2,9} Yehuda Hoffman,¹⁰ and Timothy Stranex⁴

¹*Observatoire Astronomique de Strasbourg, Université de Strasbourg, CNRS UMR 7550, 11 rue de l’Université, 67000 Strasbourg, France*

²*Department of Astronomy, University Texas, Austin, TX 78712-1083, USA*

³*Astronomy Center, Department of Physics & Astronomy, Pevensey II Building, University of Sussex, Falmer, Brighton BN1 9QH, United Kingdom*

⁴*Institute for Theoretical Physics, University of Zurich, Winterthurerstrasse 190, CH-8057 Zürich, Switzerland*

⁵*Grupo de Astrofísica, Departamento de Física Teórica, Modulo C-8, Universidad Autónoma de Madrid, Cantoblanco E-280049, Spain*

⁶*Astro-UAM, UAM, Unidad Asociada CSIC*

⁷*Leibniz-Institute für Astrophysik Potsdam (AIP), An der Sternwarte 16, D-14482 Potsdam, Germany*

⁸*University of Washington, Dept. of Astronomy, 3910 15th Ave NE, Seattle, WA 98195-0002, USA*

⁹*Korea Astronomy and Space Science Institute, Daejeon, 305-348, Korea*

¹⁰*Racah Institute of Physics, Hebrew University, Jerusalem 91904, Israel*

Accepted XXX. Received YYY; in original form ZZZ

ABSTRACT

Cosmic reionization by starlight from early galaxies affected their evolution, thereby impacting reionization, itself. Star formation suppression, for example, may explain the observed underabundance of Local Group dwarfs relative to N-body predictions for Cold Dark Matter. Reionization modelling requires simulating volumes large enough [$\sim (100 \text{ Mpc})^3$] to sample reionization “patchiness”, while resolving millions of galaxy sources above $\sim 10^8 M_\odot$, combining gravitational and gas dynamics with radiative transfer. Modelling the Local Group requires initial cosmological density fluctuations pre-selected to form the well-known structures of the local universe today. Cosmic Dawn (“CoDa”) is the first such fully-coupled, radiation-hydrodynamics simulation of reionization of the local universe. Our new hybrid CPU-GPU code, RAMSES-CUDATON, performs hundreds of radiative transfer and ionization rate-solver timesteps on the GPUs for each hydro-gravity timestep on the CPUs. CoDa simulated $(91 \text{ Mpc})^3$ with 4096^3 particles and cells, to redshift 4.23, on ORNL supercomputer Titan, utilizing 8192 cores and 8192 GPUs. Global reionization ended slightly later than observed. However, a simple temporal rescaling which brings the evolution of ionized fraction into agreement with observations also reconciles ionizing flux density, cosmic star formation history, CMB electron scattering optical depth and galaxy UV luminosity function with their observed values. Photoionization heating suppressed the star formation of haloes below $\sim 2 \times 10^9 M_\odot$, decreasing the abundance of faint galaxies around $M_{AB1600} = [-10, -12]$. For most of reionization, star formation was dominated by haloes between $10^{10} - 10^{11} M_\odot$, so low-mass halo suppression was not reflected by a distinct feature in the global star formation history. Intergalactic filaments display sheathed structures, with hot envelopes surrounding cooler cores, but do not self-shield, unlike regions denser than $100 \langle \rho \rangle$.

1 INTRODUCTION

The epoch of reionization (hereafter, “EoR”) resulted from the escape of ionizing radiation from the first generation of star-forming galaxies into the otherwise cold, neutral gas of the primordial intergalactic medium (“IGM”). This radiation created intergalactic H II regions of ever-increasing size, surrounding the galaxies that created them, leading eventually to the complete overlap of neighboring H II regions and the end of the EoR within the first billion years after the big bang. The growth and geometry of the H II regions reflected that of the underlying galaxies as the radiation sources and their spatial clustering, and that of the density fluctuations in the intergalactic gas as the absorbing medium. The story of cosmic reionization is inseparable, therefore, from that of the emergence of galaxies and large-scale structure in the universe. Recently, the observational frontier has begun to push the look-back-time horizon accessible to direct observation back into this period. High-redshift galaxies and quasars have been observed, for example, which constrain the evolution of the IGM opacity to H Lyman alpha resonance scattering, the mean ionizing flux density, the UV luminosity function of galaxies, and the cosmic star formation history, while observations of the cosmic microwave background (“CMB”) constrain the mean electron scattering optical depth integrated thru the entire IGM over time, back to the epoch of recombination, and give some information about the evolution of the mean ionized fraction. Observational probes of the large-scale structure of reionization and its evolving “patchiness” are just beginning. The cosmic 21cm background from the evolving patchwork of intergalactic H I regions, not yet reionized, is a prime example, which is an important science-driver for the development of a new generation of low-frequency radio telescope arrays, such as LOFAR, MWA, PAPER, and SKA.

The EoR is also thought to be important for its impact on galaxy formation. It has been suggested that the rising intergalactic UV radiation field is responsible for suppressing the star formation of low-mass galaxies, by removing gas from the smallest galaxies — minihalos — by photoevaporation (Shapiro et al. 2004; Iliev et al. 2005) and through the suppression of gas infall onto low-mass galaxies above the minihalo mass range, by photoheating the intergalactic gas and raising its pressure (Shapiro et al. 1994; Gnedin 2000; Hoeft et al. 2006), affecting their star formation efficiency.

This process could provide a credible solution to the “missing satellites problem” (Klypin et al. 1999; Moore et al. 1999), by inhibiting star formation in low mass galaxies at early times (Bullock et al. 2000; Benson et al. 2002b,a, 2003). In this framework, a number of semi-analytical models (hereafter SAMs) have been shown to reproduce well the satellite population of the Milky Way (hereafter MW), such as Koposov et al. (2009); Muñoz et al. (2009); Busha et al. (2010); Macciò et al. (2010); Li et al. (2010); Font et al. (2011). They suggest that the ultra-faint dwarf galaxies (hereafter UFDs) discovered by the SDSS (Martin et al. 2004; Willman & et al. 2005; Zucker et al. 2006; Belokurov & et al. 2007; Irwin & et al. 2007; Walsh et al. 2007) are effectively reionisation fossils, living in dark matter sub-haloes of about $10^{6-9}M_{\odot}$. Deep HST observations have recently made it possible to start

testing this idea. While this is currently a matter of debate, it seems that at least the low-mass satellites of the MW and M31 may have star formation histories compatible with a very early suppression (Brown et al. 2014; Weisz et al. 2015), e.g. by reionization. In this context, we are led to the exciting possibility that low-mass satellites in the Local Group can be used as probes of the local reionization process.

While the reionization of the Universe is often considered to be complete at $z = 6$ (Fan et al. 2006), further quasar Lyman α observations have shown that extended opaque hydrogen troughs may still exist below this redshift, highlighting the patchiness of the process and suggesting that the reionization may actually still be ongoing at $z = 6$ and end as low as $z \sim 5$ (Becker et al. 2015). Given this observational evidence, one can only expect that the reionization of the Local Group must have been very different from a uniform or instantaneous event. Indeed, Iliev et al. (2011) described two distinct reionization scenarios for the Local Group, internal (and slow, driven by sources within the Local Group) or external and fast, driven by a massive, rare object such as Virgo. Many more scenarios can be conceived, depending on the physics considered (e.g. quasars, X-ray binaries), and it would be desirable, as a long term goal, to establish which properties of the local satellites population could allow us to discriminate between these scenarios.

Already, Ocvirk & Aubert (2011) showed that the structure of the UV background during reionization has a strong impact on the properties of the satellite population of galaxies. In particular, they showed that an internally-driven reionization led to significant changes in the radial distribution of the satellites of the MW. This prediction was then further supported by using more refined models (Ocvirk et al. 2013, 2014), built upon high resolution zoom simulations of the formation of the Local Group performed by the CLUES project¹. However, these studies suffered from several limitations. First of all, these studies were performed in the so-called “post-processing” framework, and therefore only crudely account for stellar feedback (radiative and SNe). Furthermore, since the gas density field is frozen in the post-processing paradigm, the effect of radiation on the distribution of gas in the IGM (smoothing of gas overdensities due to photo-heating) can not be accounted for either, while it has been shown to have a significant impact on photon consumption (Pawlik et al. 2015). Second, the gas distribution is only known in the zoom region, which is only a few Mpc wide, and mainly contains the progenitors of the MW, M31 and M33, and the IGM in-between. Beyond this region, the box is populated with low resolution pure dark matter particles. This dual description makes it very challenging to describe external (i.e. pure dark matter, low resolution) and internal (i.e. zoom region, including gas particles) reionization sources in a homogeneous, consistent way.

Our ultimate challenge for modelling reionization, then, is to be able to simulate the coupled multi-scale problem of global reionization and individual galaxy formation, with gas and gravitational dynamics and radiative transfer, simulta-

¹ Constrained Local UniversE Simulations, <http://www.clues-project.org/index.html>

neously. And to predict the relic impact of this global reionization on the universe today, to make comparisons possible with the observationally-accessible nearby universe, including the Local Group and its satellites, it is further necessary to start from initial conditions preselected to produce the observed galaxies and large-scale structure of the local universe. For this simulation to characterize the evolving "patchiness" of reionization in a statistically meaningful way requires a comoving simulation volume as large as $\sim (100 \text{ Mpc})^3$ [e.g. (Iliev et al. 2006, 2014)]. Accounting for the millions of galaxies in this volume over the full mass range of galactic haloes which are thought to contribute most significantly to reionization, the so-called "atomic-cooling haloes" (henceforth, "ACHs"), those with virial temperatures above $\sim 10^4 \text{ K}$ (corresponding to halo masses above $\sim 10^8 M_\odot$) while modelling the impact of reionization on these individual galaxies and the IGM, requires a physical resolution of a few kpc's over the entire volume.

To meet this challenge and satisfy all these requirements, we have developed a new, hybrid CPU-GPU, fully-coupled, cosmological radiation-hydrodynamics-gravity code, RAMSES-CUDATON, capable of simulating the EoR in a comoving volume 91 Mpc on a side, with 4096^3 dark matter particles and a cubic-lattice of 4096^3 cells for the gas and radiation field. Our simulation self-consistently models BOTH global reionization AND the formation and reionization of the Local Group, by starting from a "constrained realization" of initial conditions for the local universe which reproduces all the familiar features of the local universe in a volume centered on the Local Group, such as the Milky Way, M31, and the Fornax and Virgo clusters — i.e. CLUES initial conditions. We call this simulation "CoDa", for Cosmic Dawn.

It is laid out as follows: first we describe the code and the simulation setup (Sec. 2). We then proceed to our results and compare to available observational constraints of the EoR (Sec. 3), and finish with a short summary.

2 METHODOLOGY

The Cosmic Dawn simulation uses the fully coupled radiation hydrodynamics code RAMSES-CUDATON. This section describes the principles of the code and its deployment. For quick reference, the parameters of the simulation are summarized in Tab. 1.

2.1 RAMSES-CUDATON

2.1.1 RAMSES

RAMSES is a code for simulating the formation of large scale structures, galaxy formation and self-gravitating hydrodynamics in general (Teyssier 2002). Collisionless N-body dynamics are solved via a particle-mesh integrator. The adaptive mesh refinement was turned off in this run (see Sec. 2.1.3 for more explanations on this). Gas dynamics is modeled using a second-order unsplit Godunov scheme (Teyssier et al. 2006; Fromang et al. 2006) based on the HLLC Riemann solver (Toro et al. 1994). We assume a perfect gas Equation of State (hereafter EoS) with $\gamma = 5/3$.

We consider star formation using a phenomenological

| Cosmology (WMAP5+BAO+SN) | |
|---|---|
| Dark energy density Ω_Λ | 0.721 |
| Matter density Ω_m | 0.279 |
| Baryonic matter density Ω_b | 0.046 |
| Hubble constant $h = H_0/(100 \text{ km/s})$ | 0.70 |
| Power spectrum | |
| Normalization σ_8 | 0.817 |
| Index n | 0.96 |
| Setup | |
| Number of nodes (GPUs) | 8192 (8192) |
| Grid size | 4096^3 |
| Box size L_{box} | 91 Mpc |
| Grid cells per node | $128 \times 256 \times 256$ |
| DM particle number N_{DM} | 4096^3 |
| DM particle mass M_{DM} | $3.49 \times 10^5 M_\odot$ |
| Initial redshift z_{start} | 150 |
| End redshift z_{end} | 4.23 |
| Star formation | |
| Density threshold δ_\star | 50 (ρ) |
| Temperature threshold T_\star | $2 \times 10^4 \text{ K}$ |
| Efficiency ϵ_\star | 10^{-2} |
| Stellar particle mass (post-SN) M_\star | $3194 M_\odot$ |
| Massive star lifetime t_\star | 10 Myr |
| Supernova feedback | |
| Mass fraction η_{SN} | 10% |
| Energy E_{SN} | 10^{51} erg |
| Radiation | |
| Stellar ionizing emissivity | $1.824 \times 10^{47} \text{ ph/s/M}_\odot$ |
| Stellar particle escape fraction $f_{\text{esc},\star}$ | 0.5 |
| Effective photon energy | 29.61 eV |
| Effective H cross-section σ_E | $1.097 \times 10^{-22} \text{ m}^2$ |
| Speed of light c | 299 792 458 m/s |

Table 1. Cosmic Dawn simulation parameters summary

approach. In each cell with gas density larger than a gas overdensity $\delta_\star = 50$, we spawn new star particles at a rate given by

$$\dot{\rho}_\star = \epsilon_\star \frac{\rho_{\text{gas}}}{t_{ff}} \text{ with } t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}} \quad (1)$$

where t_{ff} is the free-fall time of the gaseous component and $\epsilon_\star = 0.01$ is the star formation efficiency.

We also require the cell temperature to be lower than $T_\star = 2 \times 10^4 \text{ K}$ in order to form stars: above this temperature, the gas is fully ionized, suffers inefficient hydrogen cooling and can not form stars. This temperature criterion is widely used in hydrodynamical simulations (Stinson et al. 2006; Agertz et al. 2013). A common variation in simulations of the EoR, producing a similar effect, is to use a

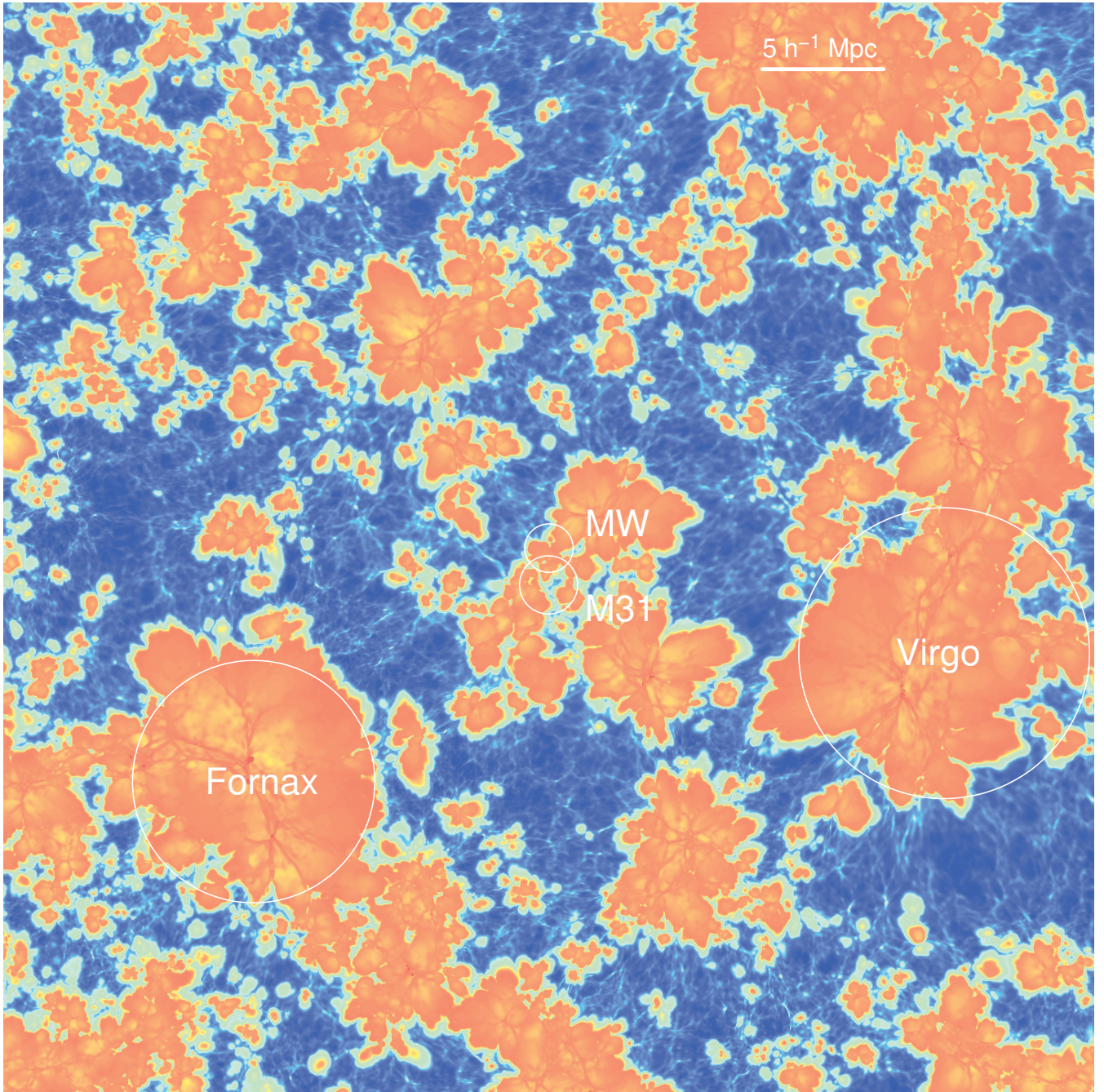


Figure 1. Temperature distribution in a $45 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc} \times 45 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc} \times 0.03 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ slice of the simulation at redshift $z_{\text{sim}} = 6.15$. Orange regions show photo-heated, ionized material, while the cold, still neutral medium appears in blue. The slice is situated in the supergalactic YZ plane with its origin shifted to the center on the Local Group progenitor at $z_{\text{sim}} = 7$. The circles of decreasing radius indicate the positions and approximate sizes of the progenitors of, respectively, Virgo, Fornax, the Milky Way and M31.

threshold in ionized fraction, as in Iliev et al. (2007, 2011); Ocvirk et al. (2014); Gillet et al. (2015).

The star particle mass at birth depends on the cell gas density, but is always a multiple of a fixed elementary mass M_{\star}^{birth} , chosen to be a small fraction, $\sim 5\%$ of the baryonic mass resolution. In this framework, with the box size and resolution of CoDa (see Sec. 2.2), we have $M_{\star}^{\text{birth}} = 3549 M_{\odot}$. This mass is small enough to sample adequately the star formation history of even low mass galaxies, and still

large enough to mitigate stochastic variations in the number of massive stars per star particle.

For each star particle, we assume that $\eta_{SN} = 10\%$ of its mass is in the form of massive stars which will go supernova after a lifetime $t_{\star} = 10 \text{ Myr}$, leaving no remnant. We consider a supernova energy $E_{SN} = 10^{51} \text{ erg}$ per $10 M_{\odot}$ of progenitor, and this feedback was implemented in the RAMSES code using the kinetic feedback of Dubois & Teyssier (2008). After the massive stars have exploded, the remaining low mass stellar population is represented by a long-lived

stellar particle of mass

$$M_* = (1 - \eta_{SN})M_*^{birth} = 3194M_\odot. \quad (2)$$

No chemical enrichment was implemented: indeed, extrapolating the results of [Maiolino et al. \(2008\)](#) to $z = 6-10$ yields very low metallicities for the gas ($Z/Z_\odot = 1/100 - 1/1000$), in a similar range to the simulations of [Pallottini et al. \(2014\)](#). At these metallicities, the cooling rates are still rather close to those for metal-free gas in most of the temperature range ([Sutherland & Dopita 1993](#)) and therefore we do not expect chemical enrichment to make a dramatic impact on our results.

In cosmological simulations, it is customary to rely on subgrid models, providing an effective EoS that captures the basic turbulent and thermal properties of the gas in turbulent, multiphase, centrifugally supported disks. Models with various degrees of complexity have been proposed in the literature, for instance using a polytropic EoS ([Yepes et al. 1997](#); [Springel & Hernquist 2003](#); [Schaye & Dalla Vecchia 2007](#)). We refrain from using this approach, because these subgrid models account for star formation and radiation from massive stars in star forming complexes, which are already explicitly accounted for in our feedback models. Therefore we set the RAMSES parameters so that the polytropic EoS does never kick in.

To summarize, we used for this simulation rather standard galaxy formation recipes, which have proven quite successful in reproducing various properties of galaxy evolution ([Ocvirk et al. 2008](#); [Governato et al. 2009, 2010](#)). The main novelty of this study is the inclusion of the coupling between the hydrodynamics and the radiation produced by the stars, treated by our radiative transfer module ATON, described in Sec. 2.1.2.

At the galactic scale, since galaxies can be smaller than one CoDa cell, their ISM is not resolved. However, the goal of our star formation model is to produce sources with suitable number density and ionizing photon output to reionize the box in a reasonable time, and we must calibrate it to do so. The overall star formation efficiency and feedback effect that result from our modelling are subject to adjustment of the adopted efficiency parameters, δ_* and ϵ_* . While the previous experience of simulating galaxy formation with such prescriptions is a useful guide, there is some additional tuning required to simulate the EoR. For a self-consistent simulation of the EoR, these local parameters for the internal efficiency of individual galaxies should be chosen so as to achieve whatever global efficiency over time is required to make the simulated EoR satisfy the known observational constraints on the EoR. We discuss some of these global EoR constraints in more detail in Sec. 3.2. Unfortunately, it is not possible to perform multiple runs of the size and resolution of the CoDa simulation, each with different values for these efficiency parameters, since the computational cost is prohibitive. Each such simulation would have to run all the way to the end of reionization, and one cannot substitute for this by doing coarse-grained, lower-resolution versions of this large volume to reduce the computational cost enough per simulation, since lower resolution simulations do not yield the same outcome as the CoDa simulation with its higher resolution. In practice, we solve this problem, instead, by performing a large suite of smaller-box simulations (e.g. as small as $4 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ on a side) with the same particle mass

and grid resolution as CoDa but much smaller volumes, since each of these can be run on the same computer as CoDa but require many fewer CPU-GPU hours. In this way, we were able to adjust the efficiency parameters for CoDa in advance, to best guess the outcome of the much larger-volume simulation.

There are limitations that are inevitable in this procedure, however. For example, small boxes tend to reionize much more quickly (i.e. over a more narrow redshift range) than do large-boxes and to have fewer rare haloes, thereby delaying the first appearance of sources. Periodic boundary conditions for a small box also tend to make its reionization history differ from that in a large box, since, e.g., radiation from sources inside the box that escapes from it must re-enter that box, but there is no realistic accounting of more distant sources. In addition, cosmic variance makes it difficult to guarantee that the outcome of a random realization of Gaussian-random-noise initial conditions in such a small volume predicts the outcome of a different realization in a much larger volume. Finally, current observational constraints on the global EoR are still highly uncertain and continue to change with time as more data becomes available, and these do not, themselves, exclude the possibility that the reionization of the local universe differed in some way from that of the universe-at-large.

2.1.2 ATON

ATON is a UV continuum radiative transfer code, which relies on a moment-based description of the radiative transfer equations and uses the M1 closure relation ([González et al. 2007](#)). It tracks the out-of-equilibrium ionisations and cooling processes involving atomic hydrogen ([Aubert & Teyssier 2008](#)). Radiative quantities (energy density, flux and pressure) are described on a fixed grid and evolved according to an explicit scheme under the constraint of a Courant-Friedrich-Lewy condition (hereafter CFL), i.e. timesteps must be no larger than some fraction of a cell-crossing time for a signal travelling at the characteristic speed for radiative transport. In the case of interest here, involving ionization fronts in the low-density IGM, this speed can approach the speed of light. Each stellar particle is considered to radiate for one massive star lifetime $t_* = 10 \text{ Myr}$, after which the massive stars die (triggering a supernova explosion) and the particle becomes UV-dark. We used a mono-frequency treatment of the radiation with an effective frequency of 29.61 eV for a 10^5 K black body spectrum as in [Aubert & Teyssier \(2008\)](#). This corresponds to a $\sim 100M_\odot$ pop III star, although the mass scale of such primordial stars is currently very much debated (cf the introduction of [Jeon et al. \(2014\)](#) for a summary). Finally, we assume each star particle to have an intrinsic emissivity of 4800 ionizing photons/Myr per stellar baryon (i.e. 1.824×10^{47} photons/s/ M_\odot), as in [Baek et al. \(2009\)](#), although the latter used a 50 000 K spectrum. Here the exact temperature of the stellar sources is actually of little importance: this temperature affects the effective ionizing photon frequency, which sets the effective cross-section of the photo-ionization reaction σ_E , and therefore the penetration of UV photons. In such EoR simulations, all UV, H-ionizing photons are consumed within a few cells of the ionization front (hereafter I-front), and variations of the UV photons' energy mostly affects the thickness of the I-front,

but not its average position. Therefore, the emissivity of the stellar sources turns out to be more important than the effective frequency. Using a 50000K black body spectrum would yield results rather similar to the 10^5 K we used here, provided the emissivity in ionizing photon number is kept constant.

Because of the relatively high spatial resolution of the CoDa simulation for an EoR simulation, we do not make any correction in terms of a clumping factor, to account for small-scale inhomogeneity in the gas density that was unresolved by the grid spacing, as was done for the largest boxes of [Aubert & Teyssier \(2010\)](#). A price which must be paid for such a high spatial resolution, however, is that the CFL timestep limiter of the light-crossing time per cell is exceedingly small and would normally make the number of timesteps required to span the evolution of the system over a given physical time prohibitively large if all of the gas dynamical quantities had to be advanced with this same small timestep. The sound-crossing and gravity time-scales are orders of magnitude larger than this radiation transport time, however, so there is a great mismatch between the number of timesteps required to account accurately for mass motions and that required to evolve the radiation field and ionization state of the gas. We have solved this computational problem without sacrificing accuracy by separately advancing the radiative transfer and ionization balance rate equations on GPUs while simultaneously advancing those for the gas and gravitational dynamics on the CPUs. By programming those GPUs so that each performs hundreds of these smaller radiative transfer timesteps in the same wall-clock time as it takes the CPU to perform one dynamical step, we are able to overcome this computational barrier. ATON has been ported on multi-GPU architecture, where each GPU handles a Cartesian sub-domain and communications are dealt with using the MPI protocol ([Aubert & Teyssier 2010](#)). By achieving an x80 acceleration factor compared to CPUs, the CFL condition is satisfied at high resolution within short wall-clock computing times. As a consequence, no reduced speed of light approximation is required.

We then have to determine an escape fraction for our stellar particles, i.e. the fraction of UV radiation able to escape the stellar birth cloud represented by the particle, into the interstellar medium (hereafter ISM) of the cell it belongs to, which is different from the escape fraction from the entire galaxy. Here we discuss two potential sources of absorption in the ISM: Hydrogen, and dust. We will therefore consider the two corresponding escape fractions, $f_{\text{esc},*}^{\text{H}}$ and $f_{\text{esc},*}^{\text{dust}}$ (we use the $*$ subscript to remind the reader at all times that this escape fraction applies to a stellar particle and its cell and not to a galaxy and the IGM). Their product gives the stellar particle escape fraction $f_{\text{esc},*} = f_{\text{esc},*}^{\text{H}} \times f_{\text{esc},*}^{\text{dust}}$. While there is some guidance (although somehow controversial) in the literature for the choice of the escape fraction, we can consider two limiting cases:

- the large scale, low spatial resolution regime, where the radiative transfer grid cells size is larger than the galaxies, e.g. $dx = 0.44 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ as in [Iliev et al. \(2014\)](#). This regime prescribes the use of a “galactic escape fraction”, which accounts for the ionizing photons lost to the unresolved interstellar medium of each galaxy. In this case, $f_{\text{esc},*}$ can span a wide range of values, from al-

most 0 to about 40%, as shown by high resolution simulations ([Wise & Cen 2009](#); [Razoumov & Sommer-Larsen 2010](#); [Yajima et al. 2011](#); [Wise et al. 2014](#)).

- the very high resolution regime, which is closer to resolving the interstellar medium and star forming molecular clouds, such as [Kim et al. \(2013\)](#); [Kimm & Cen \(2014\)](#); [Rosdahl et al. \(2015\)](#), where the cell can be as small as $dx \sim 1 \text{ pc}$ in the most refined regions. In this case the totality of the stellar photons produced reaches the interstellar medium. Therefore the stellar particle escape fraction $f_{\text{esc},*} = 1$ although the *galactic* escape fraction can be much smaller.

Dust may also play an important role: according to [Gnedin \(2014\)](#), dust optical depths as high as 0.8 in the UV could be common within galaxies by the end of the EoR, which amounts to a throughput of about $f_{\text{esc},*}^{\text{dust}} = 0.5$ of the UV flux. With these assumptions, we obtain a stellar particle escape fraction of $f_{\text{esc},*} = 0.5$.

Finally, we neglect any possible Active Galactic Nuclei (hereafter AGN) phase of our galaxies. Such sources could already be in place in rare massive proto-clusters during reionization ([Dubois et al. 2012b,a](#)). They are very rare and thought to be minor contributors to the cosmic budget of hydrogen-ionizing photons ([Haardt & Madau 2012](#); [Haardt & Salvaterra 2015](#)), although they could be important for explaining the line of sight variations of the properties of the Ly α forest just after reionization ([Chardin et al. 2015](#)).

2.1.3 Radiation-hydrodynamics coupling

We developed an interface that enables data exchange between RAMSES and ATON on the fly, leading effectively to a coupling between dynamics (handled by RAMSES) and radiation (handled by ATON).

At the end of a dynamical time-step, RAMSES sends to ATON the gas density, temperature and ionized fraction. Radiative transfer is then performed by ATON using these inputs, via sub-cycling of 100s to 1000s of radiative sub-steps. Once this sub-cycling is completed, ATON sends the temperature and ionized fraction back to RAMSES. However, CUDATON (the GPU port of ATON) can only handle regular Eulerian grids. For this reason, AMR is not used for this simulation, and RAMSES is effectively used as a hydro-PM code. Furthermore, CUDATON assumes a Cartesian domain decomposition for the MPI-parallelism when similar domains are treated by each GPU. Meanwhile, RAMSES relies on a space-filling curve decomposition. As a consequence, data must also be reorganized at each transfer between the 2 applications.

This coupling method is similar to RAMSES-RT ([Rosdahl et al. 2013](#)) but with one photon group only and no AMR. RAMSES-RT has been extensively tested and passes the test suite of [Iliev et al. \(2009\)](#). RAMSES-CUDATON was similarly tested, as described in [Stranex & Teyssier \(2010\)](#)². As expected due to the similarity of the codes, RAMSES-CUDATON performs similarly well with these

² http://www.physikstudium.uzh.ch/fileadmin/physikstudium/Masterarbeiten/Stranex_2010.pdf

tests: various instances of Strömgren spheres and the photo-evaporation of a gas cloud, the hallmark of radiation-hydrodynamics coupling in galaxy formation.

One of the great advantages of RAMSES-CUDATON is its ability to run with the true speed of light, which stems from the combination of a moment-based method with GPU acceleration. This is quite unique among the handful of existing radiation-hydrodynamics codes. Some of them, mostly those involving ray-based photon propagation schemes, use infinite speed of light. Others, in particular those using moment-based methods such as ATON for the RT (e.g. RAMSES-RT), or Gnedin & Kaurov (2014), use the reduced speed of light approximation (as low as 1/100 of the real speed of light) in order to reduce the computational cost of the simulation. This is because in such a framework, the time-step of the code is set by the fastest physical process (gravitational, hydrodynamical and radiative). Since the speed of light is typically 100 to 1000 times faster than the speed of sound or bulk matter motions in cosmological simulations, the time-step must be about 100's of times shorter and therefore the simulation will be 100's of times slower than its pure hydrodynamical counterpart. While this is probably a good enough approximation in the dense interstellar medium of galaxies, it is not valid in the low density intergalactic medium, i.e. most of the volume of a cosmological simulation as we perform in the present paper (Rosdahl et al. 2013). Not only would the speed of ionization fronts in the IGM be misrepresented by the reduced speed of light approximation, but long-range feedback effects, like the impact of one massive object or a distant cluster of objects on the properties of low-mass galaxies may be impossible to capture in such a "slow light" framework. In RAMSES-CUDATON this problem is alleviated thanks to the GPU optimization. The x80 boost almost cancels out the added cost of the RT, and allows us to work efficiently with the real speed of light.

2.2 Simulation setup

2.2.1 Initial conditions

The initial conditions (hereafter ICs) were produced by the CLUES project (Constrained simulations of the local universe), assuming a WMAP5 cosmology (Hinshaw et al. 2009), i.e. $\Omega_m = 0.279$, $\Omega_b = 0.046$, $\Omega_\Lambda = 0.721$ and $h = 0.7$. A power spectrum with a normalization of $\sigma_8 = 0.817$ and $n = 0.96$ slope was used. The comoving box is 91 (i.e. $64h^{-1}$) Mpc on a side, with 4096^3 dark matter particles on 4096^3 cells and with the same cubic-lattice of 4096^3 cells for the gas and radiation properties. The mass of each dark matter particle is then $3.49 \times 10^5 M_\odot$.

These ICs are tailored so as to reproduce the structure of the local universe at $z=0$, using constrained realizations of a Gaussian random field, in the spirit of Hoffman & Ribak (1991). In essence, the method takes as its input, galaxy observations of the local universe today: galaxy catalogs with distances and peculiar velocities, galaxy group catalogs, such as the MARKIII (Willick et al. 1997), SBF (Tonry et al. 2001) and the Karachentsev catalog (Karachentsev et al. 2004). These are used to infer the $z = 0$ dark matter distribution. Using the Hoffman-Ribak algorithm (Hoffman & Ribak 1991), a set of ICs (particle po-

sitions and velocities) at high redshift are produced, which will evolve into this present matter distribution over a Hubble time. This technique reproduces the large scale structure around the LG, although with some scatter, whereas small scales below $1 h^{-1} \text{Mpc}$ are essentially random. In order to make sure that a realistic LG is obtained, a second step was performed. A large number of similarly constrained realizations of the initial conditions, of order 200, was produced and a selection made for the one which best fit the LG and its relation to other known features of the local universe at $z = 0$, with masses and locations of objects like the LG and its largest galaxies, the MW and M31, and a cluster such as Virgo. The best realization is then enriched with higher order random k-modes to an arbitrary resolution, limited in practice by computer memory. The resulting ICs therefore contain:

- constrained low k-modes, driving the emergence of the large scale structures and galaxy clusters,
- unconstrained but "chosen" intermediate k-modes, picked from a sample of many realizations to produce a LG,
- fully random high k-modes, added by the resolution enhancement procedure.

This procedure is detailed in Gottloeber et al. (2010), and it produced the original CLUES ICs up to a resolution of 2048^3 in the full box. Here we have used Ginnungagap³ to increase further the resolution of the ICs up to that required by CoDa, i.e. 4096^3 .

A CoDa temperature map at $z=6.15$ in the supergalactic YZ plane is shown in Fig. 1. The white circles of decreasing radius denote the approximate locations and sizes of the progenitors of Virgo and Fornax galaxy clusters, M31 and the MW. Massive objects such as galaxy cluster progenitors appear as large bubbles of photo-heated gas in the temperature maps. Two galaxy group progenitors also appear on the map between the Local Group and Virgo, reminiscent of the CenA and M81 groups, as described for instance in Courtois et al. (2013). The exact occurrence, position and growth of these particular groups are not strongly constrained in our ICs generation procedure, but such groups are statistically expected to emerge in the filament that harbors the LG and that points to the Virgo cluster Libeskind et al. (2015). The impact of such groups on the formation and evolution of the LG could be quite significant and therefore their existence in the simulation is one of the virtues of using such tailored initial conditions.

Because of its location with respect to Fornax and Virgo, the LG shown in Fig. 1 can be considered as "the" LG of the box. While the fairly large size of the box is a requirement in order to reproduce well enough the local Universe without artifacts due to the periodic boundary conditions, and properly model reionization sources external to the Local Group, it has a third benefit: it will allow us find many galaxy pairs similar to the Local Group in mass ratios and separation through the box. This should therefore allow us to study "what if" scenarios, where analogs of the MW-M31 system would have evolved in a different environment.

The baryonic ICs were generated assuming a uniform temperature and the gas and dark matter are assumed

³ <https://github.com/ginnungagapgroup/ginnungagap>

to have identical velocity fields. The startup ionized fraction was set to the freeze-out value at $z = 150$. They are computed following standard recipes such as in RECFAST (Seager et al. 1999).

2.2.2 Code deployment

The CoDa simulation was performed on the Titan supercomputer at Oak Ridge National Laboratory. The computational domain spans a comoving cube 91 Mpc on a side, sampled on a fixed grid of 4096^3 cells. The code was deployed on 8192 cores, with each core coupled to 1 GPU, therefore requiring 8192 Titan nodes (1 GPU per node). Each node hosted one MPI process which managed a $128 \times 256 \times 256$ volume.

2.3 Run and data management

The run was performed from August to December 2013, and took about 10 days wall clock, using a total of about 2 million node hours, i.e. 60 million hours according to the Titan charging policy (1 node hour = 30 core hours). A total of 138 snapshots were written, every 10 Myr, from $z=150$ down to $z=4.23$, each one of size ~ 16 TBytes, summing up to more than 2 PBytes of data in total. Since it is not possible to save such a large amount of data in long-term storage, we decided to keep the following reduced data products:

- Full-box, low resolution (2048^3 grid) versions of the gas field (mass and volume-weighted temperature, volume-weighted pressure, density, velocities, ionized fraction), ionizing flux density, and of the dark matter density field, plus a list of all the star particles in the box, with their mass, coordinates and ages.

- Cutouts: for a set of 495 cubic subvolumes of 4 h^{-1} Mpc on a side, centered on regions of interest, the original, full-resolution data of the simulation, each with 256^3 cells, was saved. The coordinates of these cutout regions were pre-computed from a pure N-body simulation (no gas dynamics) by GADGET, with 2048^3 particles, using the same CLUES initial conditions, but coarsened for this lower resolution (i.e. instead of CoDa's 4096^3 particles and cells), which we ran down to $z = 0$, to identify interesting regions in the present-day local universe. We will refer to this dark matter only simulation as DM2048. Each cutout contains all the gas quantities (same as full-box), the ionizing flux density, and the dark matter particles, at maximum resolution. The regions of interest we picked include the LG as determined by the CLUES constrained initial conditions. They also include 62 LG analogs, i.e. pairs of galaxies with masses, separations and relative velocities compatible with the present-day MW-M31 system. They will be used in the future as examples of LGs forming in different environments. Each of these systems require 2 cutouts, one for the MW and one for M31. Finally, we added 399 regions following halo progenitors of various masses, from large galaxies to dwarfs, embedded in different environments, from cluster and galaxy groups to voids.

- Full box halo catalogs (see Sec. 2.4) containing the number of particles, position and velocity of each halo, as well as the list of dark matter particles it contains (ids and positions).

This strategy allowed us to bring down the data volume to a more manageable ~ 200 TBytes, while still allowing us to achieve our scientific goals.

2.4 Processing: friends-of-friends halo catalogs

We used the massively parallel friends-of-friends (hereafter FoF) halo finder of Roy et al. (2014) with a standard linking length of $b=0.2$ to detect dark matter haloes in the CoDa simulation. They are reliably detected down to $\sim 10^8 M_\odot$. More details on the resulting CoDa mass functions can be found in Appendix A.

2.5 Online data publication

We plan to make a subset of the data and higher level products publicly available through the cosmosim database hosted by Leibnitz Institut für Astrophysik Potsdam⁴ and the Vizier database at CDS Strasbourg⁵.

3 RESULTS

In this section we show that the simulation effectively captures the main physical processes we intended to describe, and show that the global behaviour of the simulation is correct. We emphasize the radiative-hydrodynamic processes, since it is the main novelty of this simulation, and finish by discussing the role of various halo mass ranges in the overall reionization process. Our intention is to introduce these results and highlight a few of them, while leaving further analysis and interpretation for future papers.

3.1 Maps: Zoom-In on Galaxies and the Cosmic Web during the EoR

3.1.1 Example: The M31 Progenitor Cut-out

The physical properties of the gas for the M31 progenitor cutout at 3 different epochs are shown in Fig. 2. The gas density and ionizing flux density are averaged over a $625 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$ thick slice, while the temperature and neutral fraction shown are taken from a $1 \text{ cell thick slice}$ (i.e. $15.625 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$). The gas is distributed along sheets, filaments and knots, which become more pronounced with time. The small scale structure visible in the high redshift maps progressively disappears, due to a combination of hierarchical merging and smoothing due to heating by UV radiation. Meanwhile, the voids get less dense, as their gas is pulled towards higher density regions. Let us recall that the filamentary structures seen in these maps are more often 2d planes extending perpendicular to the map than actual 1D filaments. Statistically, Metuki et al. (2015) showed that the volume in gas sheets is 7-8 times larger than the total volume of filaments, although the latter end up hosting a similar fraction of the total dark matter mass. Nevertheless we will call these filaments because that is what they look like in a 2D map, but

⁴ <https://www.cosmosim.org/cms/simulations/cosmic-dawn/>

⁵ <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=VI/146>

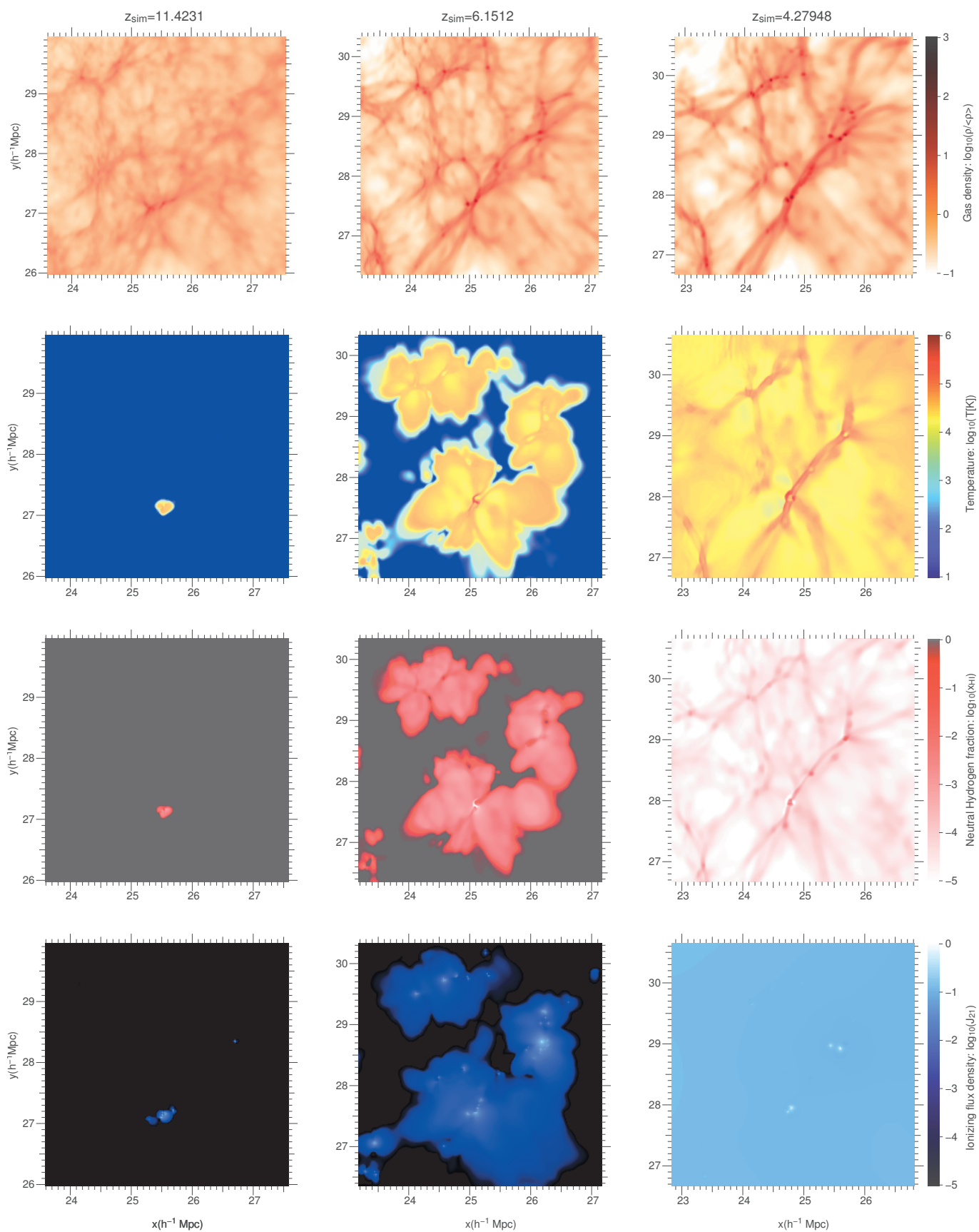


Figure 2. Maps of the physical properties of the gas in a slice through the comoving $4 h^{-1} \text{Mpc}^3$ subvolume that contains the progenitor of M31. From left to right: $z_{\text{sim}} = 11$ to $z_{\text{sim}} = 4.28$ (end of the simulation). *Top:* co-moving gas density, *2nd row:* Temperature, *3rd row:* Neutral gas fraction, *bottom:* Ionizing flux density. Gas density and ionizing flux density are a projection based upon averaging over a slice 40 cells (or $625 h^{-1} \text{kpc}$) thick, while the temperature and neutral fraction shown are taken from a slice just 1 cell thick (i.e. $6.25 h^{-1} \text{kpc}$). (Madau & Furlanetto 2001)

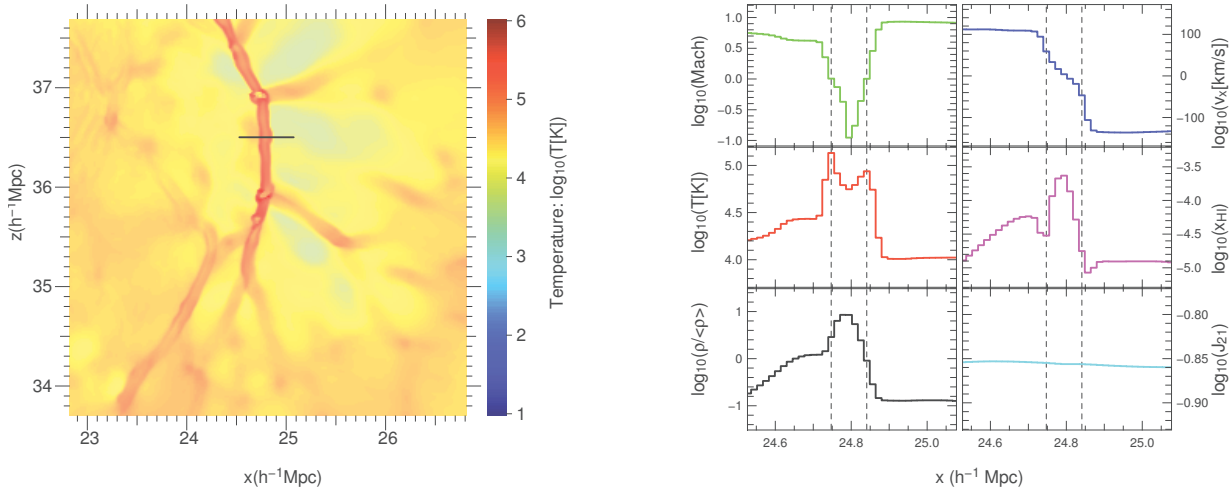


Figure 3. Illustration of the sheathed temperature structure of gas filaments. *Left:* a xz slab (1 cell thick) of the cutout of Fig. 2, chosen to highlight the filamentary structure. *Right:* gas overdensity, temperature, Mach number, x axis velocity, neutral Hydrogen fraction and ionizing flux density J_{21} along the black segment of the left panel. The vertical dashed lines mark the position of the two temperature peaks, for reference.

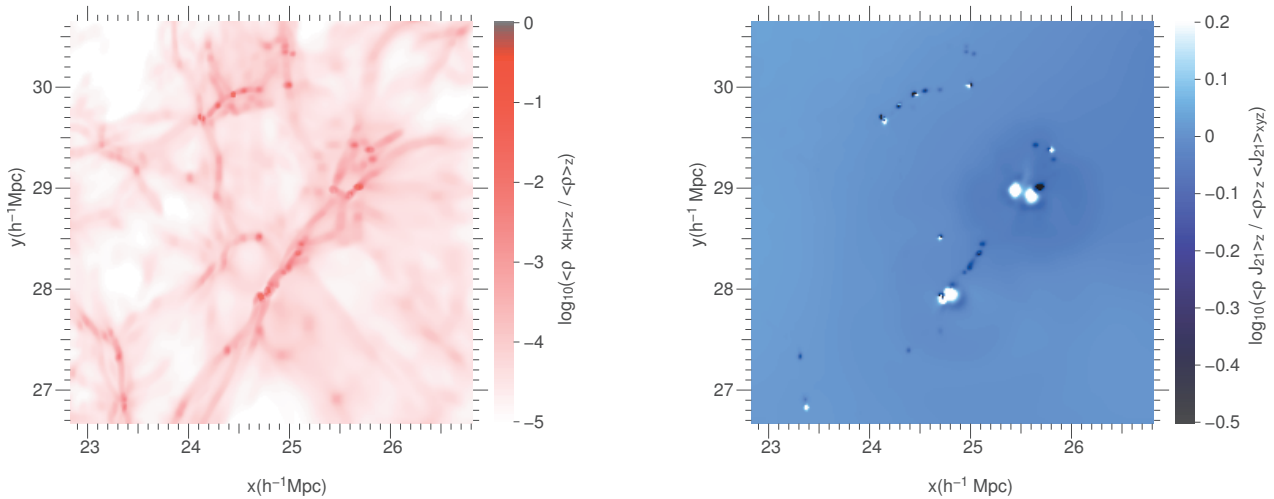


Figure 4. Mass-weighted maps (xy projection) of the neutral fraction (left) mass-weighted fractional excess of the ionizing flux density (right) for the M31 cutout at $z_{\text{sim}} = 4.28$. The fields are averaged over a 40 cells ($625 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$) thick slice.

it should be kept in mind that these are often sheets rather than actual filamentary structures of gas.

In the high redshift cutout ($z_{\text{sim}} \sim 11$), the first star forms in the highest density clump, located at $(x, y) = (25.5, 27) \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$, and immediately starts to photo-heat its surroundings, as can be seen in the leftmost temperature map. Since the UV radiation is responsible both for ionizing the hydrogen gas and heating it to a few 10^4 K , it is not surprising that temperature, neutral fraction and ionizing flux density maps look very similar in structure. The ionization front propagates inside-out, faster in low density regions and slower in high density regions because the I-front speed is proportional to the number density ratio of ionizing photons to H atoms at the location of the front. This gives rise to the typical butterfly-shaped ionized regions seen in the middle temperature and neutral fraction maps. Radiation leaves the source’s host halo, first into low-density regions,

and later on manages to penetrate denser nearby gas sheets and filaments.

The $z_{\text{sim}} = 6.15$ temperature map also demonstrates the very different scales of the feedback processes implemented: the yellow-orange regions are photo-heated, while the much hotter, reddest region near the highest density peak is also subject to supernova feedback. Therefore stellar formation in this simulation impacts the gas in two very different ways: UV radiation produces long range photo-heating, while supernovae form very local, but very hot bubbles. These supernovae-heated regions are significantly more highly ionized than regions which are only photo-heated.

The bottom middle panel shows that the photon propagation is restricted to photo-heated, ionized regions, as expected since the mean-free-path of ionizing UV radiation is very small in the neutral gas ahead of the I-fronts, so the boundaries of the H II regions are sharply defined. Additionally, this panel shows the location of young star particles,

appearing as peaks in the ionizing flux density distribution. Their distribution follows closely the gas density peaks, in which they form. The last redshift (post-reionization) panel displays several interesting features, as follows.

3.1.2 Sheathed gas filaments

First of all, the temperature map shows that gas filaments after reionization (or after reionization is completed locally) are rather thick, as also seen for instance in Pawlik et al. (2009), although using a uniform background, and in Wise et al. (2014). Moreover, the filaments display a sheathed structure in temperature, with a hot, tube-like envelope surrounding a cooler core. This is also seen, for instance, in Ocvirk et al. (2008), although the aspect of the sheath looks thicker in the latter, perhaps because of the larger cell size in low density regions (i.e. the outskirts of the filament). More recently, Kaurov & Gnedin (2014) obtained sheathed filamentary structures very similar to CoDa's filaments in physical properties and thickness (about $\sim 200 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$ in both cases).

We investigated the origin of this structure. It could simply be due to the difference in cooling rates between the denser, more neutral core and the more diffuse filament envelope. There could also be a more dynamical process causing this temperature gradient: the filament could expand radially due to the outward pressure force caused by its photo-heating. During this expansion, its outer layers would get shocked, forming a high temperature layer similar to the contact discontinuity seen in the adiabatic shock tube experiment (Toro et al. 1994). To gain better insight into the process, we detail the properties of a gas filament in Fig. 3. The left panel shows an xz slab (one cell thick) of the cutout of Fig. 2, chosen to highlight the filamentary gas structure. The right panel shows the gas properties of individual cells along the short black segment crossing the filament of the left panel. The density is highest at the filament's center, and decreases outwards. The temperature shows a double peaked profile, surrounding the cooler, high density center. The temperature peaks, combined with the decreasing density, result in 2 dips in the Hydrogen neutral fraction. Moreover, the gas velocity field reveals that all of the gas is inflowing towards the filament, rather than out-flowing, and the temperature peaks are located at the position showing the strongest velocity gradients, i.e. they demark a strong deceleration region in the gas, and the transition from a supersonic to subsonic flow, as shows the Mach number plot. Therefore, this hot layer is not a contact discontinuity (which would be flowing outwards) but rather an accretion shock formed by gas accreting onto the filament or plane. This is similar to the accretion shocks found for 1D pancake collapse by Shapiro & Struck-Marcell (1985), in which dark-matter-dominated gravity drives a cold, supersonic baryonic infall toward the central density peak, and this causes strong shocks that decelerate the baryons and convert their kinetic energy of infall to thermal energy (i.e. high T). It is also similar to the halo accretion shocks described by Birnboim & Dekel (2003). However, instead of spherical accretion as considered by Birnboim & Dekel (2003), we here have either planar, perpendicular accretion onto a sheet or radial, cylindrical accretion onto a filament.

3.1.3 Self-shielding

The filament's core is also significantly more neutral than its hot envelope. This is just the result of the higher density and therefore higher cooling and recombination rates: indeed, the bottom right panel of Fig. 3 shows that the ionizing flux density is completely flat across the filament: the UV background does not "see" the filament. It is not able to self-shield.

Here we investigate further the occurrence of self-shielding in CoDa. The low redshift ionizing flux density map of Fig. 2 shows that except at the location of the 3 most massive density peaks still forming stars, the pockets of radiation seem to have given way to an almost perfectly uniform UV background. To get a sharper view of this, we computed the ratio of the gas-mass-weighted ionizing flux density to the average J_{21} :

$$\langle \rho J_{21} \rangle_z / \langle \rho \rangle_z \langle J_{21} \rangle_{xyz}, \quad (3)$$

where the subscript z denotes an average in the z direction while $\langle J_{21} \rangle_{xyz}$ denotes the average value over the whole cutout volume. The resulting map is shown in the right panel of Fig. 4. Thanks to the mass-weighting, both *sources and sinks* appear. While the largest gas over-densities seem to host sources, the smaller ones tend to be dark and act as sinks. Interestingly, most haloes hosting sources seem to be also partly sinks, and the mass-weighted neutral fraction map shows that all photon sources are located next to rather neutral cells. This illustrates how galaxies are all at least marginally resolved in CoDa, i.e. even when they are just a few cells across, the code can still capture, albeit coarsely, their strongly heterogeneous internal structure.

A filament of gas joins the 2 main sources of the map. The lower half of it consists of a chain of small gas over-densities, and seems able to self-shield, as shows the photon-density map. On the other hand, the upper half is less dense, and does not appear self-shielded: its ionizing flux density is identical to the background. This link between density and self-shielding is made more obvious by the phase diagram (J_{21} versus gas density) shown in Fig. 5: the majority of the cells see a UV background at $J_{21} \sim -1$. The high density part of the diagram has 2 branches. In the upper branch, the cells are under the influence of a nearby source or contain one. The lower branch arises from self-shielding, and starts at an overdensity of ~ 100 , similar to what was found by Aubert & Teyssier (2010). This value is at the very high end of the density range of filaments, and most filaments have lower densities, including that of fig. 3. Therefore, while haloes are at least partially self-shielded, filaments are not. Filaments can indeed resist the I-front propagation *at the onset of their own local reionization*, but not for long. The $z_{\text{sim}} = 6.15$ neutral fraction map indeed shows a few neutral clumps and filaments still partially neutral, surrounded by ionized gas and pockets of radiation. However this does not last and in the last snapshot they end up with neutral fractions between $x_{\text{HI}} = 10^{-2} - 10^{-4}$.

3.2 Global properties

In this section we show that the global evolution of the simulation is physically consistent and in line with our theoret-

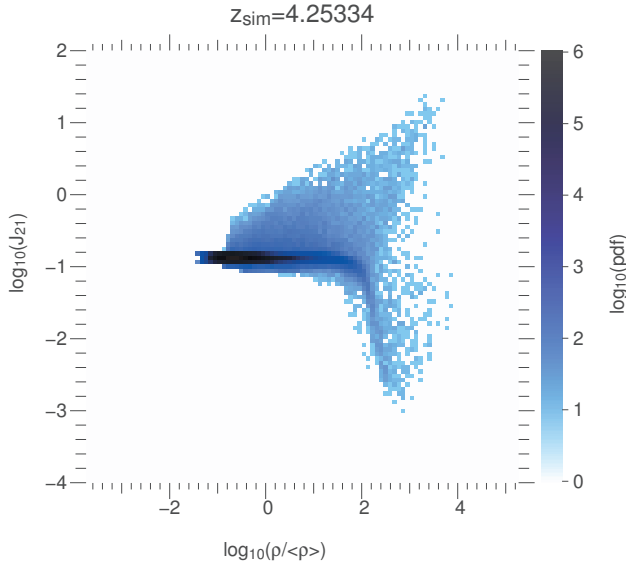


Figure 5. Distribution of the ionizing flux density versus gas overdensity for the M31 progenitor cutout, last snapshot.

ical understanding of the EoR, and to some extent with the observational constraints available.

The most basic quantities to consider when gauging the success of a global EoR simulation are the evolution of the cosmic means of the neutral fraction, ionizing flux density, and cosmic star formation history. These are shown in Fig. 6, along with several observational constraints from Fan et al. (2006), Ouchi et al. (2010), Calverley et al. (2011), and the Planck CMB Thomson optical depth τ (Planck Collaboration et al. 2016). The observed cosmic star formation rate (hereafter SFR) constraints are taken from Bouwens et al. (2014): the grey area shows the envelope including the dust-corrected and dust-uncorrected SFRs. As a first remark, we note that the cosmic SFR in CoDa increases at all times, unlike the simulation of So et al. (2014), which shows a decline at late times. In the latter, the authors suggested this could be due to the small box size they used. This may indeed be the case, since CoDa is more than 95 times larger in volume.

The neutral fraction plot shows a characteristic very steep decrease, down to $x_{\text{HI}} \sim 10^{-4.2}$, where the slope becomes more gentle. This transition marks the end of the EoR, and correlates with the end of the surge in ionizing flux density seen in the middle panel. Following this definition, reionization is complete in the simulation at redshift $z_{\text{sim}} = 4.6$, which is about 300 Myr later than indicated by observational constraints. This discrepancy is consistent with the lower level of star formation in the simulation as compared to the observations of Bouwens et al. (2011), shown in the right panel.

These observational constraints are global ones, of course, and do not directly constrain the history of the local universe simulated by CoDa, to the extent that the local universe might be statistically differentiated from the global average.

In CoDa, the EoR lasts about 30% longer than global EoR observational constraints suggest. This could be a problem when using CoDa for producing mock observations of the Lyman α forest or the Gunn-Peterson trough for in-

stance, for which the large size of the simulation is a desirable property. In an attempt to correct for this, we also show the effect of shrinking the redshift axis of the simulation: the solid black line in Fig. 6 shows the global properties of the CoDa simulation at the rescaled redshift $z_{\text{sim}} = z/1.3$. This simple rescaling mimics the effect of a modest increase of the star formation efficiency parameter. It brings the neutral fraction evolution in reasonable agreement with the observational constraints, as well as the ionizing flux density, the cosmic star formation history and the CMB Thomson scattering optical depth τ . Therefore the simulation should remain viable for producing mock observations, although other quantities, such as the collapsed mass fraction in halos, could be offset because of this temporal shift. We plan to explore this in future papers. In the rest of the paper, we carefully, explicitly state when such rescaled redshifts are used.

Large simulations such as CoDa, which can be run only once because of their cost, are very difficult to calibrate. As described in Section 2.1, for instance, tuning the subgrid star formation efficiency parameters by performing a large suite of small-box simulations (e.g. $4 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ boxes) to find parameters that satisfy observational constraints does not guarantee that a large 91 Mpc box will follow the same evolution, because of cosmic variance, and because the large box will contain voids which can be orders of magnitude larger in volume than the small $4 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ calibration run. Moreover, it is unclear how periodicity (photons exit through one face and come back through the opposite face) affects the calibration of such small boxes. Taking a step back, it now appears that the strategy for calibrating such a large run should be more hierarchical. In the future, we can use the CoDa simulation, itself, to help re-calibrate, as well.

3.3 Impact of radiative feedback on galaxy formation

In this subsection we investigate the impact of the radiation-hydrodynamics coupling on galaxy formation. Since early works of Gnedin (2000), several authors have addressed the impact of radiative feedback on galaxy formation, at low and high mass and in a number of contexts, with a fixed uniform UV background from Haardt & Madau (1996, 2012), and more recently with fully coupled RHD simulations (Pawlik et al. 2013; Wise et al. 2014; Jeon et al. 2014; Rosdahl et al. 2015; Aubert et al. 2015; Pawlik et al. 2015), as a reduction and possibly a suppression of star formation at low masses.

There is a general trend for haloes at all masses to form fewer stars as time goes by, which is linked to a wide-spread decrease in accretion rate, as seen in Ocvirk et al. (2008). Here we find a trend: $\text{SFR} \propto M^\alpha$ for $M > 10^{10} M_\odot$ with a slope $\alpha \sim 5/3$. This slope is compatible with the values found in the literature. i.e $1 < \alpha < 2.5$, in numerical and semi-analytical studies, such as Tesconi et al. (2009); Hasegawa & Semelin (2013); Yang et al. (2013); Gong et al. (2014); Aubert et al. (2015). However, the most striking feature of Fig. 7 is the very sharp decrease in SFR for the low mass haloes, around $\sim 2 \times 10^9 M_\odot$. Before $z \sim 6$, low mass haloes sit on the same global trend as the high mass haloes. However, during the EoR, they transition from this “normal” state to a strongly suppressed state: at $z=4.2$, the $10^9 M_\odot$ haloes form almost 1000 times less stars than they did

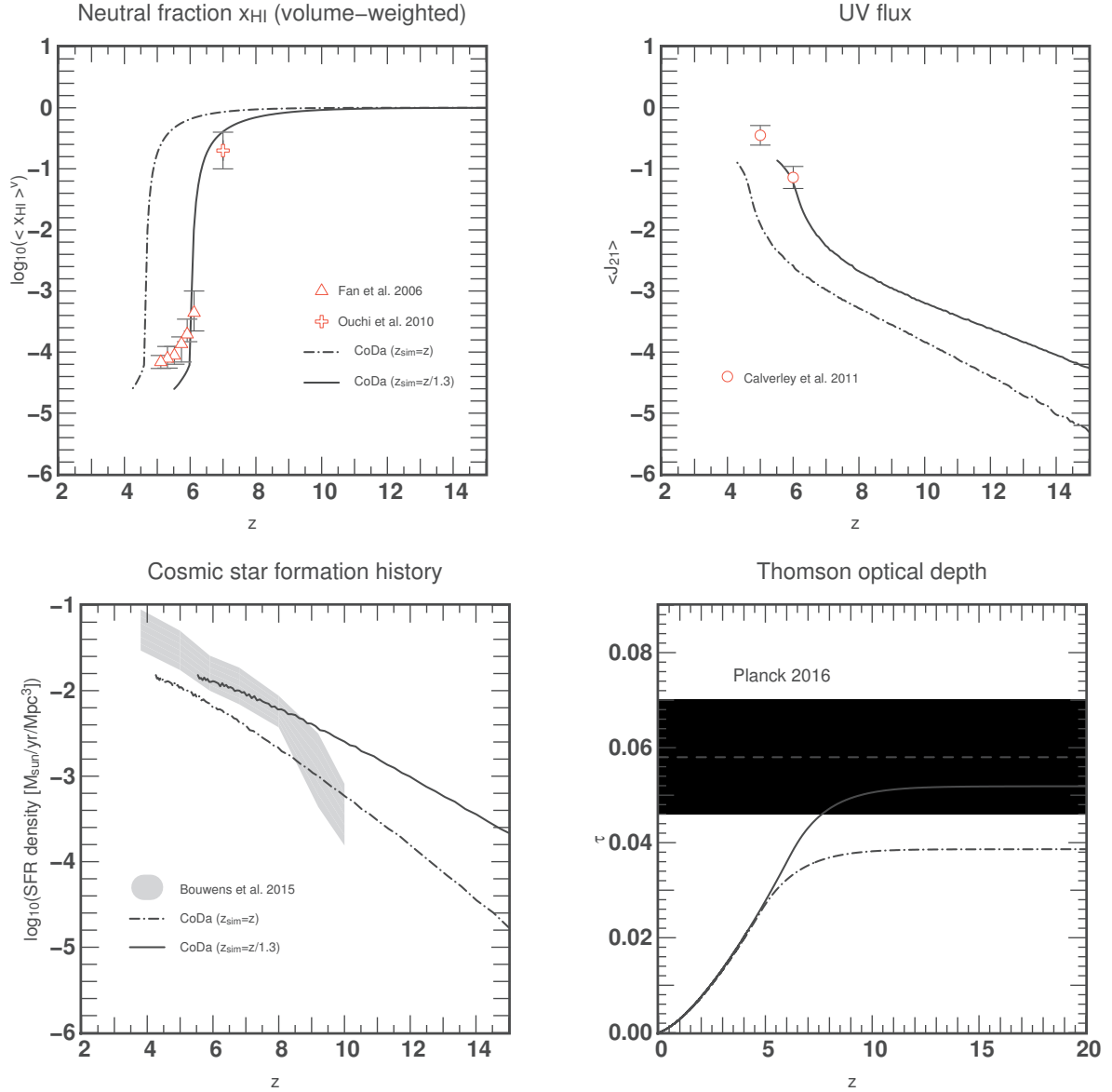


Figure 6. Global properties of the simulation, and comparison to observations. The dot-dashed black line shows the simulation results, while the solid black line shows a temporal rescaling of the CoDa simulation, i.e. for instance $x_{\text{HI}}(z_{\text{sim}} = z/1.3)$, so as to shift the end of the EoR to $z=6$ instead of $z=4.6$. This transformation brings all the fields in agreement with the available high- z observations.

at $z=6$. This suppression reflects the great reduction of the gas fraction inside the galaxies that is below 20,000 K (as required for star formation by our star formation criterion described in Sec. 2.1.1), once the galaxy and its environment are exposed to photoionization during reionization. In contrast, the gas core of high mass haloes is dense enough to remain cool and/or cool down fast enough to keep forming stars, even if in bursts.

To check this, we ran two $8 h^{-1}\text{Mpc}$ RAMSES-CUDATON simulations: one with the exact same parameters and resolution (512^3 grid) as the CoDa simulation and a second without radiative transfer (therefore vanilla RAMSES, with SN feedback only), and no UV background.

The star formation histories of haloes of various masses⁶ are shown in Fig. 8 for these 2 simulations. For the RHD simulation (left panel), there is again a very strong suppression of star formation at the end of the EoR for the low mass haloes. We note that more massive haloes are also affected, although in a less spectacular, if still significant way: even the $10^{10-11} M_{\odot}$ mass bin sees its star formation decrease by a factor of ~ 2 when compared to the pure hydro run (right panel). This experiment confirms that the addition of radiative feedback via photoheating associated with hydrogen photoionization is the cause of the sharp suppression of star formation seen in low-mass haloes.

⁶ the halo masses are those measured at the last snapshot, contrary to those of Fig. 7, which are instantaneous

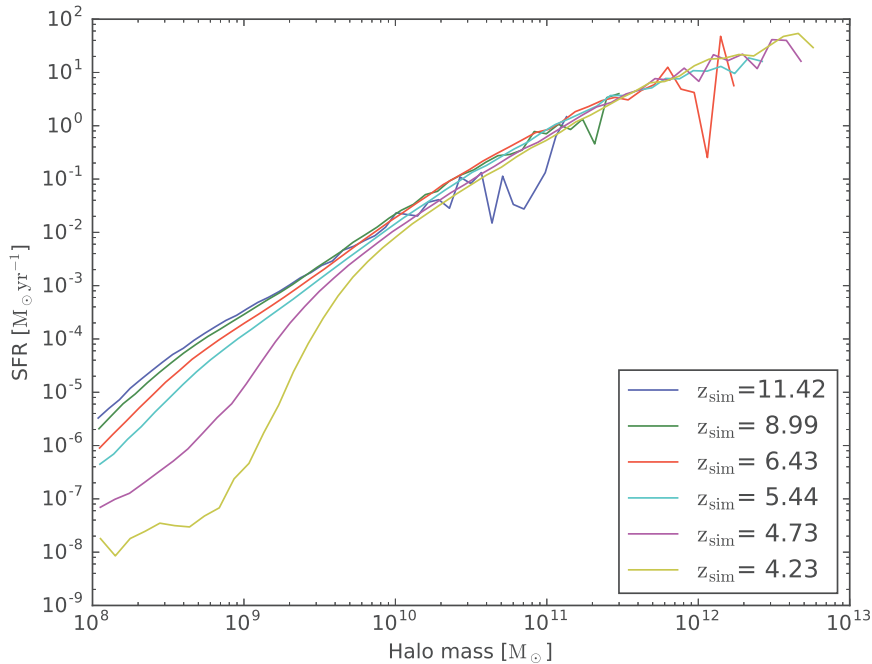


Figure 7.

While this trend is clear and extends well up into the intermediate halo mass range, far above the minimum mass resolved in our halo mass function, the quantitative details may be affected by the limits of our spatial resolution.

3.4 Contribution to the cosmic star formation density

We now investigate the contribution of haloes of various masses to the total star formation density of the box. While Fig. 7 already made clear that individual halo SFR increases with mass, one needs to multiply their SFR by the halo number density to obtain their contribution to the star formation density. This is shown in Fig. 9: each line shows the star formation density due to each mass bin (each mass bin is a decade wide). As expected, the lowest mass haloes contribute almost equally to the other mass bins at high z ($z_{\text{sim}} > 11$) but their contribution decreases sharply during the late stages of the EoR, as they become increasingly suppressed. This decrease, though more gentle, is also seen for the 10^9 – 10^{10} M_{\odot} bin. However, for the 3 most massive bins, we find a constant rise of the star formation density. This rise is faster for increasing halo mass. This 10^{12} – 10^{13} M_{\odot} mass bin can only be traced at $z_{\text{sim}} < 7$, as before this time the simulation does not contain any halo that massive. The 10^{10} – 10^{11} M_{\odot} haloes dominate the cosmic star formation density for most of the simulation time, before being overtaken by the 10^{11} M_{\odot} mass bin. The hierarchy between mass bins and the overall evolution is very similar to that shown in Fig. 2 of Genel et al. (2014), although the details of the methodology and physics implemented differ vastly. The total SFR is however lower than the observational estimate, as

was already pointed out in Sec. 3.2. This reflects the underestimated value adopted for the subgrid parameters which control the efficiency of star formation over-all, but not the relative contributions for different halo masses.

We will refrain, at this stage, from drawing conclusions as to which mass bin contributes most to large scale reionization. Indeed, while all stellar particles have the same intrinsic specific emissivity, we do not know how much of the ionizing photons produced made it into the IGM. We will come back to this question by measuring the circum-galactic escape fraction in a future study.

3.5 UV luminosity function

In order to gain more insight into the balance of bright vs faint galaxies in our simulation, we computed the luminosity function (hereafter LF) of CoDa haloes. We computed the M_{AB1600} magnitudes using the lowest metallicity stellar population models of Conroy & Gunn (2010). We ensured consistency with RAMSES-CUDATON’s source model by rescaling Conroy’s single stellar population models in flux so as to obtain the same ionizing photon output over 10 Myr. The results are shown in Fig. 10, along with observational constraints. The latter are taken from Bouwens et al. (2015) and Finkelstein et al. (2015), which have been shown to be in broad agreement with a number of other studies including Oesch et al. (2013) and Bowler et al. (2015). The LFs have been shifted vertically for clarity. The shaded area shows the envelope of the LFs for 5 rectangular independent sub-volumes of the CoDa simulation. Each of these sub-volumes spans $\sim 150,000$ Mpc^3 ($\Delta x = L_{\text{box}}/5$, $\Delta y = \Delta z = L_{\text{box}}$, i.e. 1/5 of the full box volume), which is

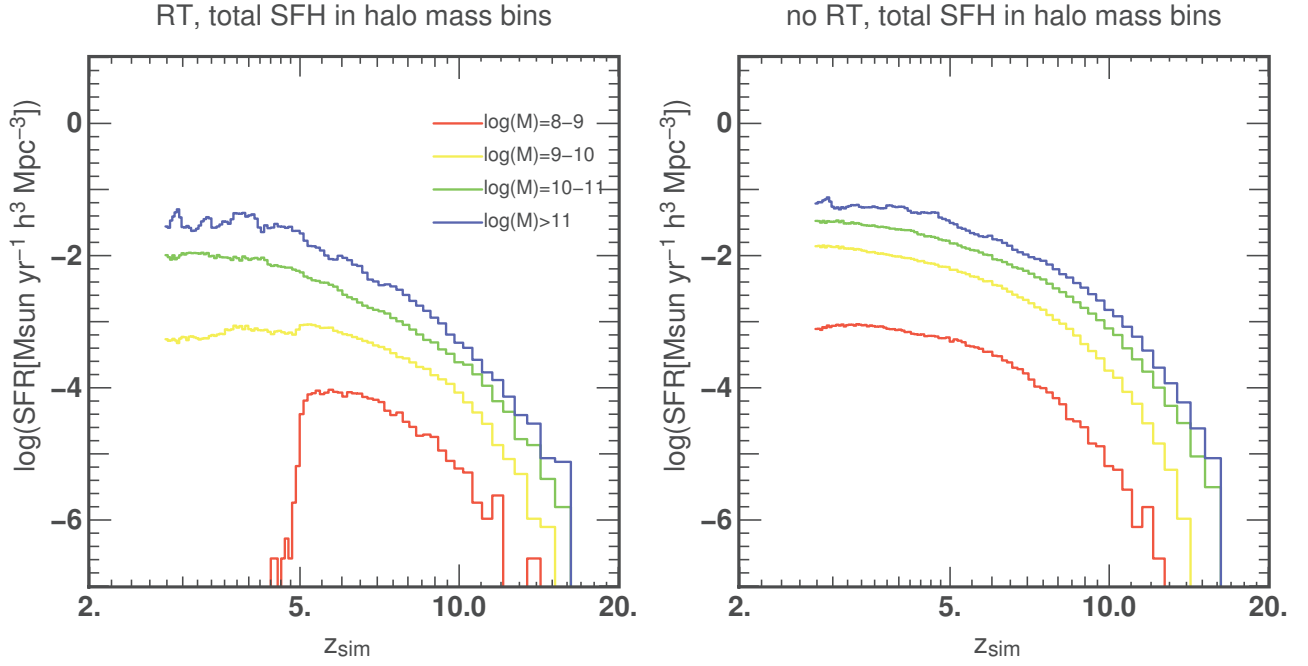


Figure 8. Total star formation histories of 4 halo mass bins for two simulations in a test box $8 h^{-1}$ Mpc on a side. *Left:* with full radiation hydrodynamics. *Right:* SN feedback only, no radiation. The mass bins correspond to the haloes' final mass (i.e. halo mass measured in the final simulation timestep, at $z_{\text{sim}} \sim 3$).

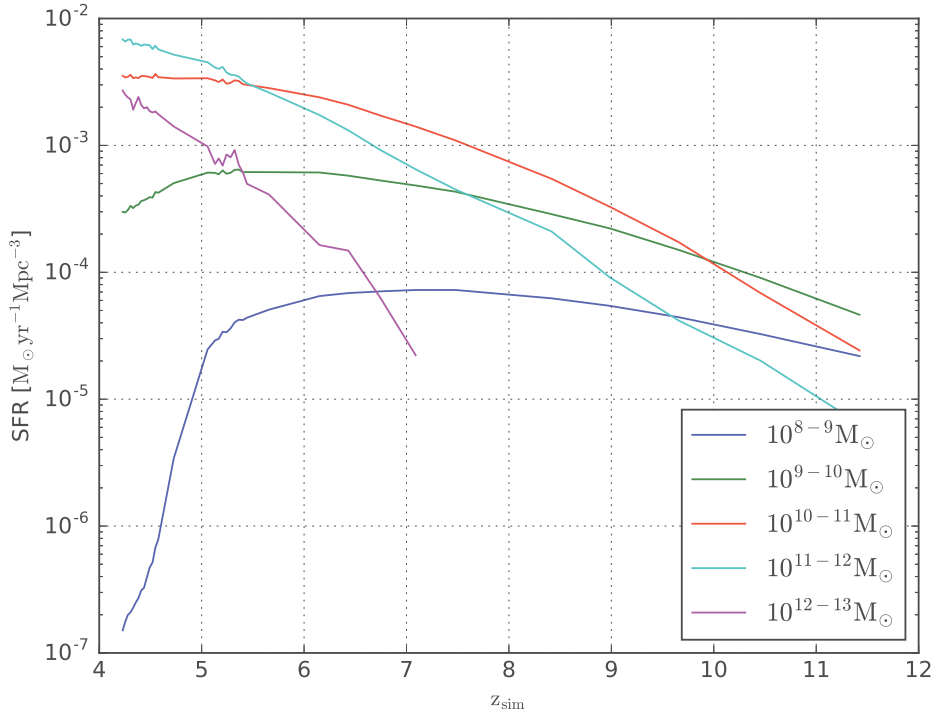


Figure 9.

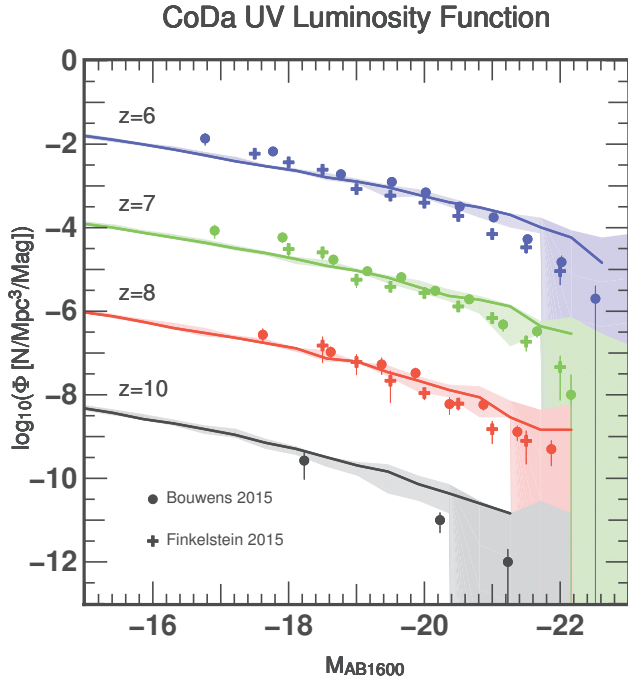


Figure 10. UV luminosity functions and comparison with observations. The full circles and crosses with error bars are the observations from Bouwens et al. (2015) and Finkelstein et al. (2015), respectively, at $z=[6, 7, 8, 10]$, while the shaded area and the thick line show the envelope and the median of the LFs of 5 equal, independent, rectangular sub-volumes taken in the CoDa simulation, at $z_{\text{sim}} = [6, 7, 8, 10]/1.3$. For clarity, the LFs have been shifted downwards by 0, 2, 4 and 6 dex.

similar to the volume probed by CANDELS-DEEP at $z = 6$. The resulting envelope therefore illustrates the expected effect of cosmic variance at $M > -20$. The thick solid line shows the median of these 5 LFs. The observed $z = 6 - 8$ LFs are in rather good agreement with our simulation for $M > -21$.

However, the simulation seems to predict an overabundance of bright galaxies, at all redshifts. Due to the small simulated volume compared to the observations (the survey volume at the bright end is 4 times larger than CoDa), it is not clear if this is a robust prediction of the simulation or just a statistical accident. There could however be several reasons for such an overabundance:

- Missing physics:
 - dust: the only impact of dust extinction in CoDa is through a constant stellar escape fraction $f_{\text{esc},*}^{\text{dust}} = 0.5$. However, dust extinction becomes increasingly important at the bright end (Kimm & Cen 2013; Gnedin 2014). Moreover, observed high redshift galaxies, even during the EoR, could be fairly dusty (Watson et al. 2015).
 - AGN feedback: the radiative and/or mechanical feedback from AGNs is believed to be responsible for the drop-off of the bright end of galaxy LF at low redshift. Could it be that early super-massive black holes in massive high redshift galaxies regulate the bright end of the galaxy LF as well? CoDa does not include AGN feedback, and it could help explain the overabundance in our LFs.

- overlinking: the FoF algorithm we used for halo detection is notorious for producing too massive haloes at high redshift, when compared to other halo-finding algorithms, such as the spherical overdensity. This is known as the “overlinking problem” (Watson et al. 2013). However, we checked that using a shorter FoF linking length $b=0.15$ instead of the usual $b=0.2$, which could be more adequate at high redshift, did not improve the LFs.

3.5.1 Halo Mass and UV luminosity:

4 DISCUSSION

4.1 Observing the End of Reionization: Depressing the Faint-End of the Luminosity Function

4.2 The dark, not missing, satellites

The suppression of SFR we measured in low mass haloes is an important process in reducing the number of bright haloes, and therefore towards a remedy to the missing satellites problem. Indeed, Fig. 13 shows that the fraction of bright haloes (i.e. haloes hosting at least one stellar particle) is a steep function of the dark matter halo mass. Below $10^8 M_{\odot}$, more than 99% of the haloes are dark. The transition between dark and luminous haloes takes place between 10^8 and $10^9 M_{\odot}$. The transition mass (i.e. the mass for which half of the haloes are dark) does not evolve much prior to reionization but shifts quickly to higher masses near the end of the EoR and just afterwards ($z = 6$ and $z = 5.5$). This evolution is similar to that seen in Sawala et al. (2014), although the latter used an instantaneous and uniform reionization model, implemented as a uniform heating of the gas (i.e. no coupled radiation-hydrodynamics was performed as opposed to CoDa). Thanks to this simplification in the treatment of the EoR, they were able to carry out their simulation down to $z=0$ and show that such a mass-dependent reduction in the fraction of luminous haloes is able to quantitatively match the observed abundance of satellites (Sawala et al. 2015). Therefore, although CoDa did not run down to $z=0$, the trends we measured in the suppression of star formation in low mass haloes suggest that CoDa’s $z=0$ low mass halo population will be predominantly dark, alleviating the missing satellites problem.

5 CONCLUSIONS

CoDa (Cosmic Dawn) is a very large, fully coupled radiation-hydrodynamics simulation of galaxy formation in the local universe during the Epoch of Reionization. It was performed on Titan at Oak Ridge National Laboratory using RAMSES-CUDATON deployed on 8192 nodes, using 1 core and 1 GPU per node. This is the first time a GPU-accelerated, fully coupled RHD code has been used on such a scale. The simulation accurately describes the properties of the gas and its interplay with ionizing radiation, in particular the growth of typical butterfly-shaped ionized regions around the first stars and first galaxies, accompanied by photo-heating and the subsequent progressive smoothing of small scale gas structures. Gas filaments tend not to be self-shielded once the reionization radiation sweeps across them;

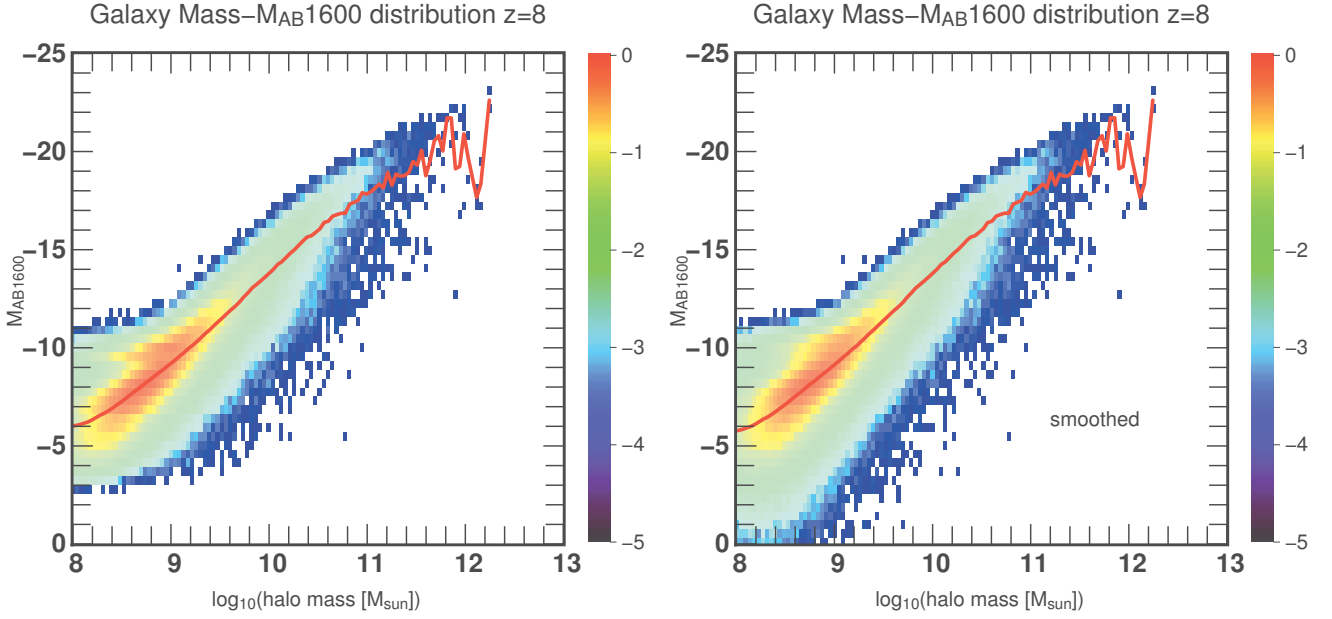


Figure 11. Galaxy mass - magnitude distribution at $z=8$ (i.e. $z_{\text{sim}}=6.15$). The color indicates the galaxy number density in $N/\text{Mpc}^3/\text{Mag}/\log(M_{\odot})$. The red line indicates the average Magnitude for each mass bin. Left: original stellar particle masses (i.e. quantized). Right: “smoothed” stellar particle masses.

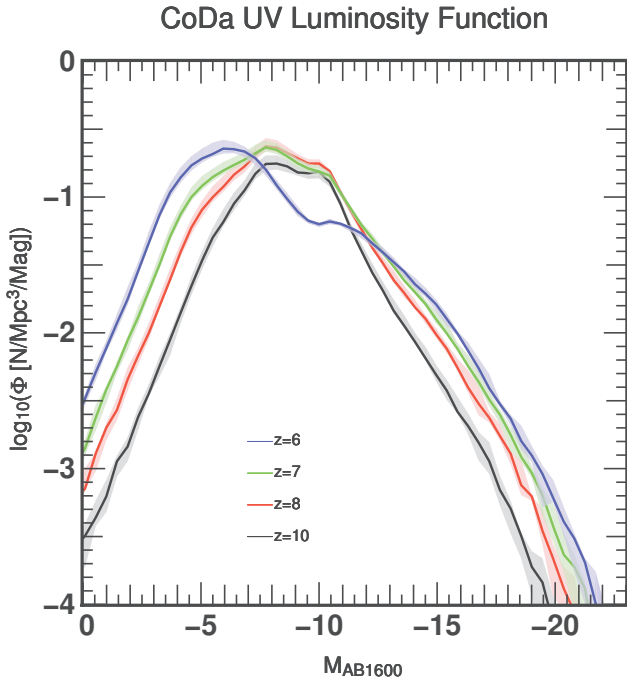


Figure 12. Same as Fig. 10, extended to include the faint end, using the “smoothed” stellar particle masses as explained in Sec. 3.5.1

the flux density of the ionizing radiation internal to these filaments thereafter is identical to that of the background. However, they are indeed slightly more neutral than surrounding voids. Furthermore, they develop a sheathed temperature structure, showing up as a hot tubular envelope surrounding a cooler core, similar in nature to the more

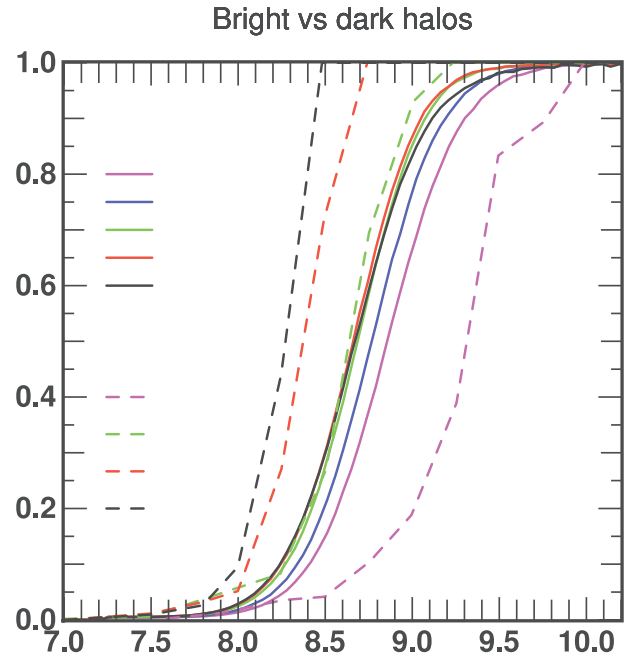


Figure 13. Fraction of bright halos as a function of mass and redshift. The original CoDa redshifts corresponding to the labels are $z_{\text{sim}} = [5.5, 6, 7, 8, 10]/1.3$, i.e. as in Fig. 10. The S14 curves show the results of Sawala et al. 2014.

spherical accretion shocks seen around forming galaxies. On the other hand, haloes hosting gas denser than $100 \langle \rho \rangle$, when they do not host an ionizing source, show up as photon sinks in ionizing flux density maps, and are therefore self-shielded.

The low star formation efficiency assumed in our simulation leads to late reionisation. This can be corrected by a simple contraction of the redshift axis, designed to make reionization complete at $z = 6$. This remapping of the redshifts mimics the effect of a modest increase of the star formation efficiency parameter, and brings the simulation in agreement with several other observational constraints of the EoR, including the Thomson scattering optical depth measured by the Planck mission, the evolution of the ionizing flux density and the cosmic star formation rate.

The star formation rate of individual galaxies of a given mass is on average higher at high redshift and decreases as the Universe expands. Galaxies below $\sim 2.10^9 M_{\odot}$ are strongly affected by the spreading, rising UV background: their star formation rate drops by a factor as high as 1000. This suppression reflects the great reduction of the gas fraction inside the galaxies that is below 20,000 K, once the galaxy and its environment are exposed to photoionization during reionization.

Although CoDa did not run down to $z=0$, the trends we measured in the suppression of star formation suggest that CoDa's $z=0$ low mass halo population would be predominantly dark, alleviating the missing satellites problem. In contrast, the gas core of high mass haloes is dense enough to remain cool and/or cool down fast enough to keep forming stars, even if in bursts. Overall, star formation in the whole box is dominated by $10^{10} M_{\odot}$ haloes for most of the EoR, except at the very end where $10^{11} M_{\odot}$ haloes become frequent enough to take the lead. The CoDa luminosity functions are in broad agreement with high redshift observations, except for the most luminous objects, where the number counts are subject to strong cosmic variance and may be affected by additional processes, such as evolving dust content and AGN feedback.

ACKNOWLEDGEMENTS

This study was performed in the context of several French ANR (Agence Nationale de la Recherche) projects. PO acknowledges support from the French ANR funded project ORAGE (ANR-14-CE33-0016). NG and DA acknowledge funding from the French ANR for project ANR-12-JS05-0001 (EMMA). The CoDa simulation was performed at Oak Ridge National Laboratory / Oak Ridge Leadership Computing Facility on the Titan supercomputer (INCITE 2013 award AST031). Processing was performed on the Eos, Rhea and Lens clusters. Auxiliary simulations used the PRACE-3IP project (FP7 RI-312763) resource curie-hybrid based in France at Très Grand Centre de Calcul. ITI was supported by the Science and Technology Facilities Council [grant number ST/L000652/1]. SG and YH acknowledge support by DFG grant GO 563/21-1. YH has been partially supported by the Israel Science Foundation (1013/12). AK is supported by the *Ministerio de Economía y Competitividad* and the *Fondo Europeo de Desarrollo Regional* (MINECO/FEDER, UE) in Spain through grants AYA2012-31101 and AYA2015-63810-P as well as the Consolider-Ingenio 2010 Programme of the *Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación* (MICINN) under grant MultiDark CSD2009-00064. He also acknowledges support from the *Australian Research Council* (ARC) grant DP140100198.

GY also acknowledges support from MINECO-FEDER under research grants AYA2012-31101 and AYA2015-63810-P. PRS was supported in part by U.S. NSF grant AST-1009799, NASA grant NNX11AE09G, NASA/JPL grant RSA Nos. 1492788 and 1515294, and supercomputer resources from NSF XSEDE grant TG-AST090005 and the Texas Advanced Computing Center (TACC) at the University of Texas at Austin. PO thanks Y. Dubois, F. Roy and Y. Rasera for their precious help dealing with SN feedback in RAMSES and various hacks in pFoF. NG thanks J. Dorval for useful discussions regarding k-d trees which helped with the analysis of this simulation.

REFERENCES

- Agertz O., Kravtsov A. V., Leitner S. N., Gnedin N. Y., 2013, *ApJ*, 770, 25
- Ahn K., Iliev I. T., Shapiro P. R., Mellema G., Koda J., Mao Y., 2012, *ApJ*, 756, L16
- Aubert D., Teyssier R., 2008, *MNRAS*, 387, 295
- Aubert D., Teyssier R., 2010, *ApJ*, 724, 244
- Aubert D., Deparis N., Ocvirk P., 2015, *MNRAS*, 454, 1012
- Baek S., Di Matteo P., Semelin B., Combes F., Revaz Y., 2009, *A&A*, 495, 389
- Barkana R., Loeb A., 2000, *ApJ*, 539, 20
- Becker G. D., Bolton J. S., Madau P., Pettini M., Ryan-Weber E. V., Venemans B. P., 2015, *MNRAS*, 447, 3402
- Belokurov V., et al. 2007, *ApJ*, 654, 897
- Benson A. J., Lacey C. G., Baugh C. M., Cole S., Frenk C. S., 2002a, *MNRAS*, 333, 156
- Benson A. J., Frenk C. S., Lacey C. G., Baugh C. M., Cole S., 2002b, *MNRAS*, 333, 177
- Benson A. J., Frenk C. S., Baugh C. M., Cole S., Lacey C. G., 2003, *MNRAS*, 343, 679
- Birnboim Y., Dekel A., 2003, *MNRAS*, 345, 349
- Bouwens R. J., et al., 2011, *ApJ*, 737, 90
- Bouwens R. J., et al., 2014, *ApJ*, 795, 126
- Bouwens R. J., et al., 2015, *ApJ*, 803, 34
- Bowler R. A. A., et al., 2015, *MNRAS*, 452, 1817
- Brown T. M., et al., 2014, *ApJ*, 796, 91
- Bullock J. S., Kravtsov A. V., Weinberg D. H., 2000, *ApJ*, 539, 517
- Busha M. T., Alvarez M. A., Wechsler R. H., Abel T., Strigari L. E., 2010, *ApJ*, 710, 408
- Calverley A. P., Becker G. D., Haehnelt M. G., Bolton J. S., 2011, *MNRAS*, 412, 2543
- Chardin J., Haehnelt M. G., Aubert D., Puchwein E., 2015, *MNRAS*, 453, 2943
- Conroy C., Gunn J. E., 2010, FSPS: Flexible Stellar Population Synthesis, Astrophysics Source Code Library (ascl:1010.043)
- Courtois H. M., Pomarède D., Tully R. B., Hoffman Y., Courtois D., 2013, *AJ*, 146, 69
- Dixon K. L., Iliev I. T., Mellema G., Ahn K., Shapiro P. R., 2016, *MNRAS*, 456, 3011
- Dubois Y., Teyssier R., 2008, *A&A*, 477, 79
- Dubois Y., Devriendt J., Slyz A., Teyssier R., 2012a, *MNRAS*, p. 2188
- Dubois Y., Pichon C., Haehnelt M., Kimm T., Slyz A., Devriendt J., Pogosyan D., 2012b, *MNRAS*, 423, 3616
- Duffy A. R., Wyithe J. S. B., Mutch S. J., Poole G. B., 2014, *MNRAS*, 443, 3435
- Emberson J. D., Thomas R. M., Alvarez M. A., 2013, *ApJ*, 763, 146
- Fan X., et al., 2006, *AJ*, 132, 117
- Finkelstein S. L., et al., 2015, *ApJ*, 810, 71
- Font A. S., et al., 2011, *MNRAS*, 417, 1260

- Fromang S., Hennebelle P., Teyssier R., 2006, *A&A*, 457, 371
- Genel S., et al., 2014, *MNRAS*, 445, 175
- Gillet N., Ocvirk P., Aubert D., Knebe A., Libeskind N., Yepes G., Gottlöber S., Hoffman Y., 2015, *ApJ*, 800, 34
- Gnedin N. Y., 2000, *ApJ*, 542, 535
- Gnedin N. Y., 2014, *ApJ*, 793, 29
- Gnedin N. Y., Kaurov A. A., 2014, *ApJ*, 793, 30
- Gong Y., Silva M., Cooray A., Santos M. G., 2014, *ApJ*, 785, 72
- González M., Audit E., Huynh P., 2007, *A&A*, 464, 429
- Gottloeber S., Hoffman Y., Yepes G., 2010, preprint, ([arXiv:1005.2687](https://arxiv.org/abs/1005.2687))
- Governato F., et al., 2009, *MNRAS*, 398, 312
- Governato F., et al., 2010, *Nature*, 463, 203
- Haardt F., Madau P., 1996, *ApJ*, 461, 20
- Haardt F., Madau P., 2012, *ApJ*, 746, 125
- Haardt F., Salvaterra R., 2015, *A&A*, 575, L16
- Hasegawa K., Semelin B., 2013, *MNRAS*, 428, 154
- Hinshaw G., et al., 2009, *ApJS*, 180, 225
- Hoeft M., Yepes G., Gottlöber S., Springel V., 2006, *MNRAS*, 371, 401
- Hoffman Y., Ribak E., 1991, *ApJ*, 380, L5
- Iliev I. T., Shapiro P. R., Raga A. C., 2005, *MNRAS*, 361, 405
- Iliev I. T., Mellema G., Pen U.-L., Merz H., Shapiro P. R., Alvarez M. A., 2006, *MNRAS*, 369, 1625
- Iliev I. T., Mellema G., Shapiro P. R., Pen U.-L., 2007, *MNRAS*, 376, 534
- Iliev I. T., et al., 2009, *MNRAS*, 400, 1283
- Iliev I. T., Moore B., Gottlöber S., Yepes G., Hoffman Y., Mellema G., 2011, *MNRAS*, pp 296–+
- Iliev I. T., Mellema G., Shapiro P. R., Pen U.-L., Mao Y., Koda J., Ahn K., 2012, *MNRAS*, 423, 2222
- Iliev I. T., Mellema G., Ahn K., Shapiro P. R., Mao Y., Pen U.-L., 2014, *MNRAS*, 439, 725
- Irwin M. J., et al. 2007, *ApJ*, 656, L13
- Jeon M., Pawlik A. H., Bromm V., Milosavljević M., 2014, *MNRAS*, 444, 3288
- Karachentsev I. D., Karachentseva V. E., Huchtmeier W. K., Makarov D. I., 2004, *AJ*, 127, 2031
- Kaurov A. A., Gnedin N. Y., 2014, *ApJ*, 787, 146
- Kim J.-h., Krumholz M. R., Wise J. H., Turk M. J., Goldbaum N. J., Abel T., 2013, *ApJ*, 775, 109
- Kimm T., Cen R., 2013, *ApJ*, 776, 35
- Kimm T., Cen R., 2014, *ApJ*, 788, 121
- Kitayama T., Ikeuchi S., 2000, *ApJ*, 529, 615
- Klypin A., Kravtsov A. V., Valenzuela O., Prada F., 1999, *ApJ*, 522, 82
- Koposov S. E., Yoo J., Rix H., Weinberg D. H., Macciò A. V., Escudé J. M., 2009, *ApJ*, 696, 2179
- Li Y., De Lucia G., Helmi A., 2010, *MNRAS*, 401, 2036
- Libeskind N. I., Hoffman Y., Tully R. B., Courtois H. M., Pomarède D., Gottlöber S., Steinmetz M., 2015, *MNRAS*, 452, 1052
- Macciò A. V., Kang X., Fontanot F., Somerville R. S., Koposov S., Monaco P., 2010, *MNRAS*, 402, 1995
- Maiolino R., et al., 2008, *A&A*, 488, 463
- Martin N. F., Ibata R. A., Bellazzini M., Irwin M. J., Lewis G. F., Dehnen W., 2004, *MNRAS*, 348, 12
- Metuki O., Libeskind N. I., Hoffman Y., Crain R. A., Theuns T., 2015, *MNRAS*, 446, 1458
- Moore B., Ghigna S., Governato F., Lake G., Quinn T., Stadel J., Tozzi P., 1999, *ApJ*, 524, L19
- Muñoz J. A., Madau P., Loeb A., Diemand J., 2009, *MNRAS*, 400, 1593
- O’Shea B. W., Wise J. H., Xu H., Norman M. L., 2015, *ApJ*, 807, L12
- Ocvirk P., Aubert D., 2011, *MNRAS*, 417, L93
- Ocvirk P., Pichon C., Teyssier R., 2008, *MNRAS*, 390, 1326
- Ocvirk P., Aubert D., Chardin J., Knebe A., Libeskind N., Gottlöber S., Yepes G., Hoffman Y., 2013, *ApJ*, 777, 51
- Ocvirk P., et al., 2014, *ApJ*, 794, 20
- Oesch P. A., et al., 2013, *ApJ*, 773, 75
- Ouchi M., et al., 2010, *ApJ*, 723, 869
- Pallottini A., Ferrara A., Gallerani S., Salvadori S., D’Odorico V., 2014, *MNRAS*, 440, 2498
- Park H., Shapiro P. R., Komatsu E., Iliev I. T., Ahn K., Mellema G., 2013, *ApJ*, 769, 93
- Park H., Shapiro P. R., Choi J.-h., Yoshida N., Hirano S., Ahn K., 2016, preprint, ([arXiv:1602.06472](https://arxiv.org/abs/1602.06472))
- Pawlik A. H., Schaye J., van Scherpenzeel E., 2009, *MNRAS*, 394, 1812
- Pawlik A. H., Milosavljević M., Bromm V., 2013, *ApJ*, 767, 59
- Pawlik A. H., Schaye J., Dalla Vecchia C., 2015, *MNRAS*, 451, 1586
- Planck Collaboration et al., 2016, preprint ([arXiv:1605.03507](https://arxiv.org/abs/1605.03507))
- Quinn T., Katz N., Efstathiou G., 1996, *MNRAS*, 278, L49
- Razoumov A. O., Sommer-Larsen J., 2010, *ApJ*, 710, 1239
- Rosdahl J., Blaizot J., Aubert D., Stranex T., Teyssier R., 2013, *MNRAS*, 436, 2188
- Rosdahl J., Schaye J., Teyssier R., Agertz O., 2015, *MNRAS*, 451, 34
- Roy F., Bouillot V. R., Rasera Y., 2014, *A&A*, 564, A13
- Sawala T., et al., 2014, preprint ([arXiv:1406.6362](https://arxiv.org/abs/1406.6362))
- Sawala T., et al., 2015, *MNRAS*, 448, 2941
- Schaye J., Dalla Vecchia C., 2007, *MNRAS*, pp 1159–+
- Seager S., Sasselov D. D., Scott D., 1999, *ApJ*, 523, L1
- Shapiro P. R., Struck-Marcell C., 1985, *ApJS*, 57, 205
- Shapiro P. R., Giroux M. L., Babul A., 1994, *ApJ*, 427, 25
- Shapiro P. R., Iliev I. T., Raga A. C., 2004, *MNRAS*, 348, 753
- Sheth R. K., Tormen G., 2002, *MNRAS*, 329, 61
- So G. C., Norman M. L., Reynolds D. R., Wise J. H., 2014, *ApJ*, 789, 149
- Springel V., 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Springel V., Hernquist L., 2003, *MNRAS*, 339, 289
- Stinson G., Seth A., Katz N., Wadsley J., Governato F., Quinn T., 2006, *MNRAS*, 373, 1074
- Stranex T., Teyssier R., 2010, Cosmological radiative transfer at the epoch of reionization. Master’s thesis, University of Zurich
- Sutherland R. S., Dopita M. A., 1993, *ApJS*, 88, 253
- Tescari E., Viel M., Tornatore L., Borgani S., 2009, *MNRAS*, 397, 411
- Teyssier R., 2002, *A&A*, 385, 337
- Teyssier R., Fromang S., Dormy E., 2006, *Journal of Computational Physics*, 218, 44
- Thoul A. A., Weinberg D. H., 1996, *ApJ*, 465, 608
- Tonry J. L., Dressler A., Blakeslee J. P., Ajhar E. A., Fletcher A. B., Luppino G. A., Metzger M. R., Moore C. B., 2001, *ApJ*, 546, 681
- Toro E. F., Spruce M., Speares W., 1994, *Shock Waves*, 4, 25
- Walsh S. M., Jerjen H., Willman B., 2007, *ApJ*, 662, L83
- Watson W. A., Iliev I. T., D’Aloisio A., Knebe A., Shapiro P. R., Yepes G., 2013, *MNRAS*, 433, 1230
- Watson D., Christensen L., Knudsen K. K., Richard J., Gallazzi A., Michałowski M. J., 2015, *Nature*, 519, 327
- Weisz D. R., Dolphin A. E., Skillman E. D., Holtzman J., Gilbert K. M., Dalcanton J. J., Williams B. F., 2015, *ApJ*, 804, 136
- Willick J. A., Courteau S., Faber S. M., Burstein D., Dekel A., Strauss M. A., 1997, *ApJS*, 109, 333
- Willman B., et al. 2005, *ApJ*, 626, L85
- Wise J. H., Cen R., 2009, *ApJ*, 693, 984
- Wise J. H., Demchenko V. G., Halicek M. T., Norman M. L., Turk M. J., Abel T., Smith B. D., 2014, *MNRAS*, 442, 2560
- Yajima H., Choi J.-H., Nagamine K., 2011, *MNRAS*, 412, 411
- Yang X., Mo H. J., van den Bosch F. C., Bonaca A., Li S., Lu Y., Lu Y., Lu Z., 2013, *ApJ*, 770, 115

Yepes G., Kates R., Khokhlov A., Klypin A., 1997, MNRAS, 284, 235

Zawada K., Semelin B., Vonlanthen P., Baek S., Revaz Y., 2014, MNRAS, 439, 1615

Zucker D. B., et al., 2006, ApJ, 643, L103

APPENDIX A: CODA HALO MASS FUNCTIONS

The mass functions (hereafter MF) obtained with FoF (Roy et al. 2014) at $z_{\text{sim}}=10.28$ and $z_{\text{sim}}=4.41$ are shown in Fig. A1, along with a Sheth-Tormen MF (Sheth & Tormen 2002) and a FoF universal fit from Watson et al. (2013). At $z_{\text{sim}}=4.41$, the CoDa MF is fairly well represented by both fits for haloes larger than 1000 particles, but sits slightly above the Poissonian error bars of the Watson FoF MF (gray area) at the high mass end. To check the origin of this excess, we also plot the MF of the DM2048 simulation, a dark matter only companion simulation run with the N-body code Gadget 2 using the same CLUES initial conditions as CoDa degraded to 2048^3 resolution. This comparison is useful because DM2048 has about ~ 20 times better force resolution than CoDa: tree codes such as Gadget 2 (Springel 2005) perform well with a force resolution set to $1/20$ to $1/40$ of their average interparticle distance, while CoDa’s force resolution is equal to ~ 1.5 times the cell size (equal to the average interparticle distance), due to the unigrid scheme, as shown for instance in Fig. 1 of Teyssier (2002). The DM2048 can therefore be used as reference: it can inform us on possible artefacts due to CoDa’s unigrid gravity solving. The DM2048 MF also displays some excess at the high mass end, comparable to CoDa’s. This is confirmed by the bottom panel, showing the ratio of CoDa MF to DM2048 MF, which is close to 1 at the high mass end. In contrast, the MFs differ significantly at low masses, with CoDa showing an increasing deficit of low mass haloes compared to DM2048. We attribute this deficit to CoDa’s limited force resolution, which hinders the proper resolution and detection of the smallest haloes. This deficit is present in the $z_{\text{sim}}=10.28$ MFs as well (left panels), with a similar amplitude. Above 1000 particles, on the other hand, CoDa displays an excess of haloes compared to DM2048. This is also likely caused by the limited force resolution of CoDa: the unresolved low mass haloes provide a large pool of “free”, untagged particles which the FoF may spuriously link to massive haloes and therefore increase their particle numbers. All in all, in order to mitigate these effects in our analysis, we will refrain from analysing haloes less massive than $10^8 M_{\odot}$. Above this mass, our MF is uncertain by no more than a factor of two on average, but much better in general, in particular above 1000 particles and at lower redshifts.

APPENDIX B: NUMERICAL RESOLUTION AND SUPPRESSION MASS

As described above, CoDa finds that star formation is suppressed in low-mass haloes by the feedback associated with reionization, for haloes in the range roughly below $\sim 2 \times 10^9 M_{\odot}$. To investigate the dependence of this suppression mass

| Box size ($h^{-1}\text{Mpc}$) | Grid size | Suppression mass ($10^9 M_{\odot}$) |
|------------------------------------|-----------|--|
| 4 | 512^3 | 1.7 |
| 8 | 512^3 | 1.7 |
| 16 | 512^3 | 8 |
| 32 | 512^3 | 40 |

Table B1. Parameters of the simulations of the resolution study. The gray row corresponds to the CoDa resolution. The suppression mass is defined as the intersection between the high mass SFR fit and the low mass SFR fit of each simulation.

on the size and mass resolution of the simulation, we performed a series of smaller-box simulations, with input parameters identical to those of CoDa, but a range of resolutions, both higher and lower than that of CoDa. The simulation parameters are summarized in Table B, along with the resulting suppression mass obtained in each case. As seen in Table B, a fixed number of particles and cells are adopted for a hierarchy of different box sizes, so their (space, mass)-resolutions range from (2,8) to (1/4,1/64) times those of CoDa.

Since we kept the input parameters for star formation efficiency the same in all simulations, the higher resolution cases produced a higher star formation rate (by resolving higher density gas and thereby triggering the subgrid star formation criterion more often) and, hence, ended reionization earlier, as shown in Fig. B1. In order to compare the halo mass scales of suppression at different resolutions, therefore, it is necessary to make an adjustment for this displacement of the reionization time-histories relative to each other for the different cases. Fortunately, this is a well-defined operation. The global reionization histories in Fig. B1 all have in common a very sharp drop in the neutral fraction at the end of reionization, followed by a much flatter, slow decline thereafter in the post-reionization era, controlled then by the average UV background and IGM density. A well-defined epoch of comparison is that which corresponds to a fixed interval of time just after this sharp end of reionization. Otherwise, if we compared them, instead, at the same cosmic time, haloes in different cases would have spent a very different amount of time experiencing the feedback effects of reionization, exposed to the UV background radiation. For instance, the end of reionization in the $32 h^{-1}\text{Mpc}$ simulation happens at $z_{\text{sim}} \sim 4.6$, so at $z_{\text{sim}} = 4.5$, haloes have seen the post-reionization UV background for about 35 Myr. By contrast, for the highest resolution simulation, in the $4 h^{-1}\text{Mpc}$ box, reionization ends at $z_{\text{sim}} \sim 5.8$, so at $z_{\text{sim}} = 4.5$, haloes would have seen the post-reionization UV background for about 320 Myr, i.e. almost ten times longer. In order to make a meaningful comparison, then, we pick the time of comparison to be at the same interval of time just after each case’s reionization ends. The redshifts chosen to compare halo properties for different cases are shown by the dot on each simulation’s neutral fraction evolution (Fig. B1, left panel) and listed on the plot in the right panel, of the average SFRs as a function of halo mass for each case at its corresponding redshift.

The higher star formation rates for cases with higher resolution also mean that the vertical scale of the SFRs in Fig. B1 should be adjusted to make a direct comparison of

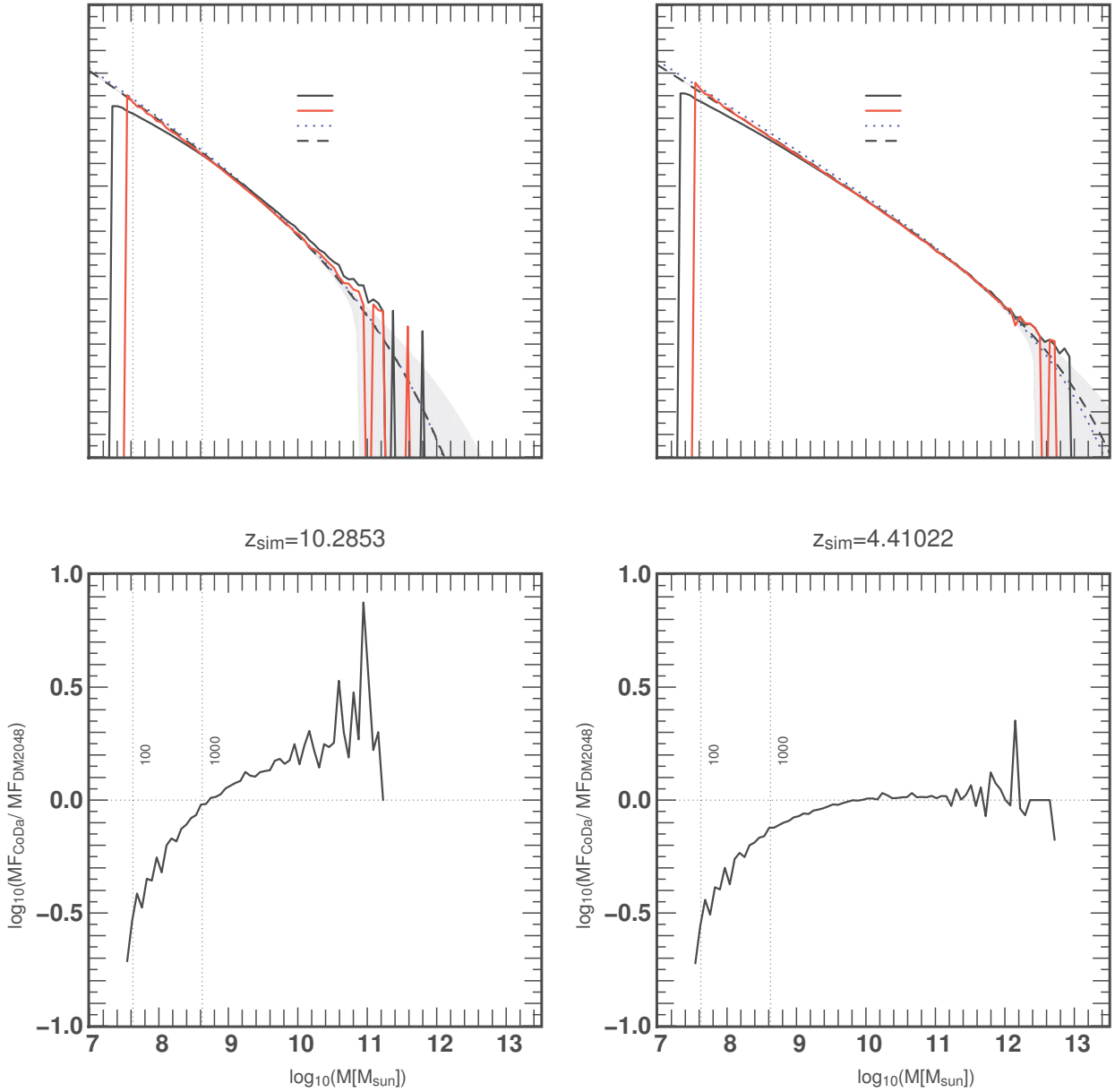


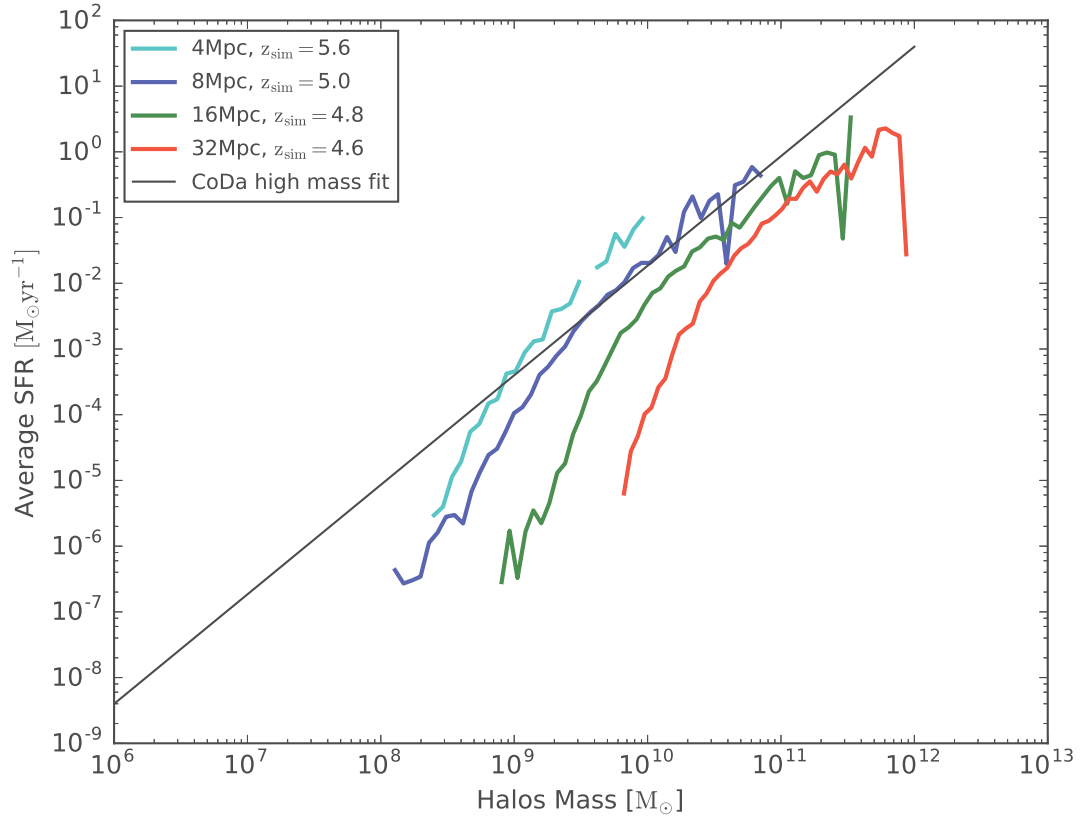
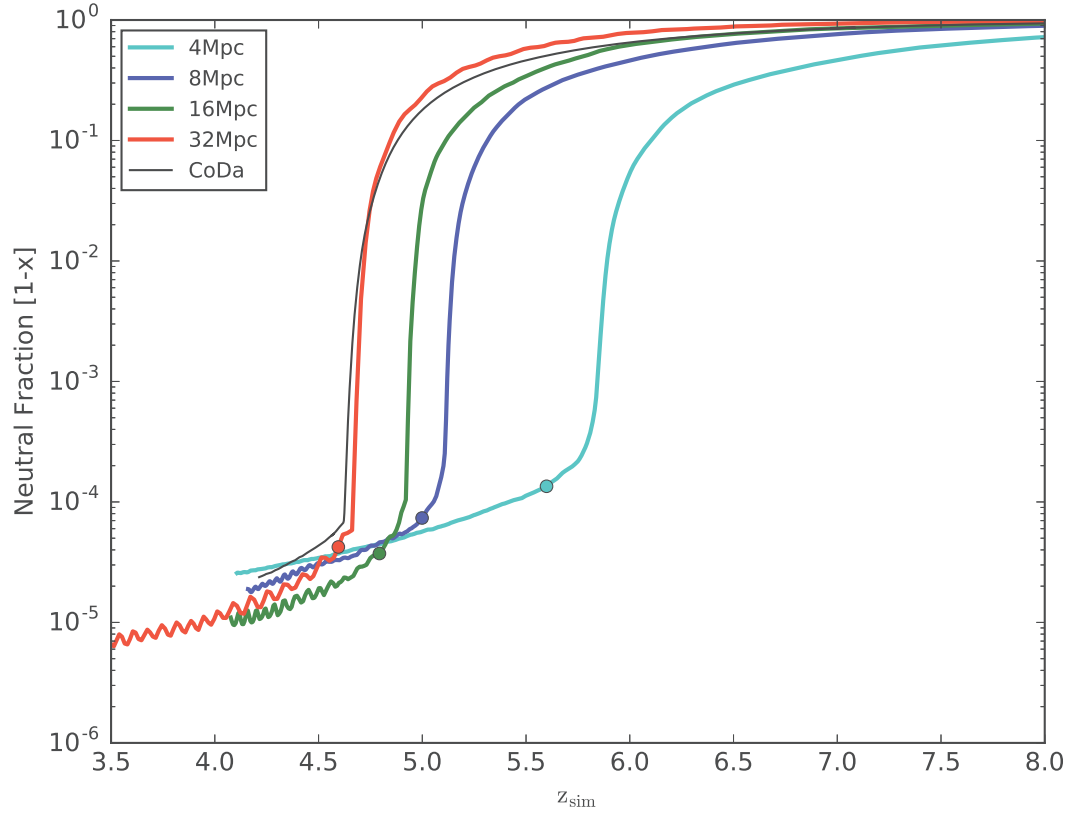
Figure A1. Mass functions of our simulations and comparison to literature, at $z_{\text{sim}}=10.28$ and $z_{\text{sim}}=4.41$. *Top:* the black and red solid lines show the mass functions obtained for CoDa and DM2048 respectively. Over-plotted are the theoretical mass function of Sheth & Tormen (2002) and the Watson et al. (2013) FoF universal fit (dotted and dashed lines, respectively). The gray area shows the Poisson error bars expected for the Watson FoF mass function. The vertical lines show the mass corresponding to 100 and 1000 particles in CoDa. *Bottom:* The ratio of the the CoDa and the DM2048 mass functions is shown (black solid line).

the mass-dependence of the SFRs for different cases. This, too, is straightforward, since all of the cases have in common a universal shape for this mass dependence, which shares the slope of the SFR at high mass, above the mass scale where suppression is occurring, and a turn-over at low-mass where suppression is occurring. This is obvious in Fig. B2, where we have renormalized the curves in Fig. B1 (right panel) by adjusting their vertical heights so as to make their high-mass SFRs lie on top of the power-law fit to this high-mass end of the CoDa SFR, given by $\log_{10}(\text{SFR}) = 5/3 \log_{10}(M) - 18.6$, and shown as a straight line on the log-log plot in both fig-

ures. It is clear from Fig. B2, now, as we compare the cases from lowest resolution to highest resolution, that the turn-over, reflecting the suppressed mass range (where Fig. B2 labels the value of the mass at which the low-mass turn-over segment joins the high-mass segment in each case), moves to successively lower mass, until the CoDa resolution is reached in the $8 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ box. When the resolution is increased yet again so as to exceed that of the CoDa simulation, by a factor of two in length and a factor of eight in mass, in the $4 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ box, the SFR dependence on mass is identical with that for the CoDa resolution case, as the curves

for both cases completely overlap at all halo masses. This demonstrates that the suppression mass found by the CoDa simulation is well-enough resolved and not an artifact of numerical resolution.

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.



MNRAS 000, 1–22 (2015) **Figure B1.** Neutral fraction and average SFR per halo for the resolution study.

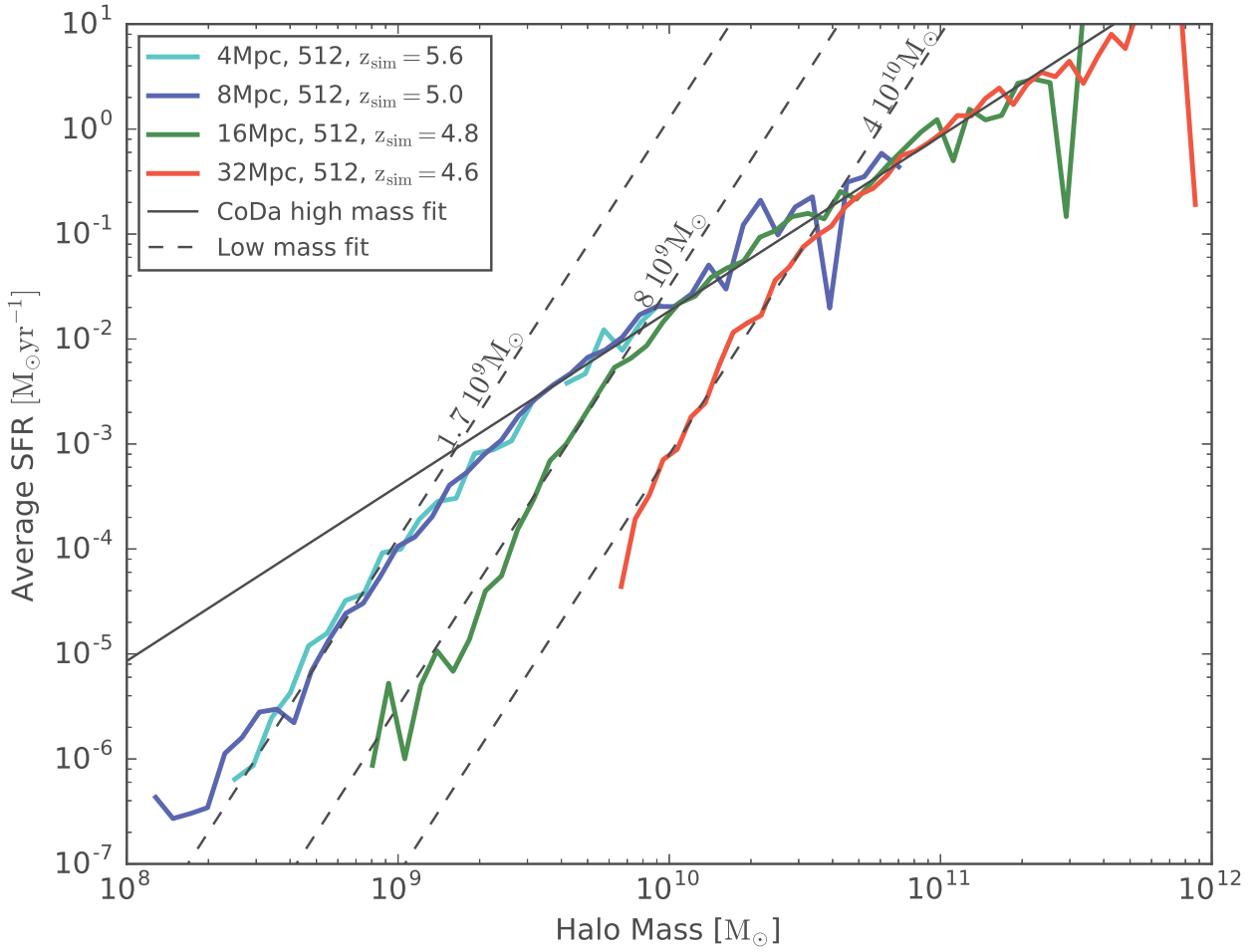


Figure B2. Average SFR per halo renormalized to match the high-mass branch of the $8 h^{-1} \text{Mpc}$ simulation (CoDa resolution, solid black line, given by $\log_{10}(\text{SFR}) = 5/3 \log_{10}(M) - 18.6$). The dashed lines show a power law fit to the low mass branch of each simulation, with a slope M^4 . The numbers next to the dashed lines give the suppression mass as the mass where the low mass fit intersects the high mass fit.

CHAPITRE 3

Étude de résolution et exploration des paramètres

CoDa est une simulation haute résolution de la Réionisation, sur un large volume cosmologique, mais elle reste une simulation basse résolution pour les galaxies (car le milieu inter-stellaire (ISM, *Inter-Stellar Medium*) n'est pas résolu). Et surtout, elle n'est qu'une réalisation, utilisant un ensemble donné de paramètres physiques et numériques. Les résultats obtenus sont à relativiser en fonction de la résolution en masse et spatiale. Notamment, il est important de se demander si les mesures faites sur les plus petits halos ont un sens physique ou si elles sont affectées par la résolution. Il n'est évidemment pas possible de faire d'autres simulations de type CoDa pour quantifier les effets de résolution, car cela nécessite plusieurs simulations (quelque dizaines à une centaine) pour explorer l'espace des paramètres. Des simulations de plus petits volumes, à des résolutions supérieures, vont permettre de réaliser l'étude de résolution. Pour cette étude, j'ai pu utiliser le calculateur du CEA, Curie disposant de 266 cartes graphiques et Titan (Oak Ridge Laboratory) disposant de 18 688 cartes graphiques, et je disposais de quelques centaines de milliers d'heures processeur ($\leq 500000 h_{\text{CPU}}$).

De plus, l'histoire de réionisation de CoDa est trop tardive due à un taux de formation stellaire trop bas. En même temps que l'étude de réionisation, j'ai exploré indépendamment l'influence de certains de paramètres physiques de RAMSES-CUDATON sur l'histoire de réionisation, afin de pouvoir prédire un ensemble de paramètres pour les prochaines simulations de même type.

3.1 La grille de résolution et les paramètres de RAMSES-CUDATON

Pour faire l'étude de résolution de CoDa, il faut des simulations de résolutions inférieures et supérieures, avec un temps de calcul relativement limité i.e., il n'est pas envisageable de refaire une simulation de type CoDa. Le dilemme est qu'il faut donc une résolution supérieure à CoDa, dans un volume le plus grand possible pour limiter les effets de variance cosmique sur l'histoire de réionisation (Iliev et al., 2014). La Table 3.1 présente la grille de résolution : la taille de la simulation en fonction de la taille de la grille, la simulation CoDa étant dans le coin inférieur droit. Sur cette table, les simulations de mêmes résolutions (en masse et spatiale) sont sur les diagonales descendantes, "l'iso-résolution" de CoDa est représentée par la diagonale de cellules encadrées de rouge. Toutes les possibilités ne sont pas possibles à réaliser : clairement les résolutions de 2048^3 et 4096^3 ne sont pas envisageables, car elles dépassent le budget horaire de l'étude ($\leq 500000 h_{\text{CPU}}$). Ces simulations sont représentées par les cellules gris clair. Une résolution de 1024^3 est envisageable, mais nous n'en avons pas fait, par défaut de temps de calcul. À l'inverse, certaines simulations sont inutiles, car trop peu résolues, ce sont les cellules grises foncées. Le reste des cellules représente les simulations réalisables pour l'étude.

En même temps que la réalisation de simulations utiles pour l'étude de résolution, j'ai fait un ensemble de simulations pour sonder l'espace des paramètres de RAMSES-CUDATON. Évidemment je n'ai

CHAPITRE 3. Étude de résolution et exploration des paramètres

Étude de résolution

| (1) | (2) | (3) | (4) | (5) | (6) |
|-----------|-----|-----|-----|-----|------|
| | 4 | 8 | 16 | 32 | 64 |
| 128 (7) | ✓ | ✓ | | | |
| 256 (8) | ✓ | ✓ | ✓ | | |
| 512 (9) | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ | |
| 1024 (10) | | | | | |
| 2048 (11) | | | | | |
| 4096 (12) | | | | | CoDa |

TABLEAU 3.1 – Table des simulations : colonnes : tailles de la boîte en $\text{Mpc}\cdot\text{h}^{-1}$, lignes : résolution (ou niveau). Les diagonales descendantes représentent les "iso-résolutions", la résolution de CoDa est mise en évidence par les cellules au bords rouge. Les cellules grisées sont celles qui ne peuvent pas être réalisées : soit, car cela ne sert à rien (gris foncé) car c'est à trop basse résolution, soit, car elles demandent trop de temps de calcul (gris clair). Les cellules blanches avec un ✓ représente les résolutions possibles pour l'étude et la comparaison.

pas pu faire varier tous les paramètres du code. La Table 3.2 présente les paramètres sélectionnés pour la comparaison de simulations et les différentes valeurs pouvant être utilisées. Ces paramètres sont liés aux étoiles : les seuils de formations stellaires en sur-densité et en température (δ_* et T_*) déterminent où et quand peuvent se former des étoiles. L'efficacité (ϵ_*) règle le taux de transformation du gaz en étoiles, on étudie également l'impact de la masse minimum des particules stellaires (M_*) et celui de la présence ou non du rayonnement. La fraction d'échappement (f_{esc}) détermine la quantité de photons qui peuvent effectivement sortir de l'environnement proche des étoiles pour atteindre le milieu inter-stellaire et le milieu inter-galactique. La température du spectre de corps noir (T_{BB}) fixe l'énergie des photons ionisants et leurs sections efficaces avec le gaz, et enfin, le modèle fiduciel de rétro-action des supernovae peut être activé ou non. L'idée est de faire varier ces paramètres indépendamment les uns des autres pour mettre en évidence l'influence de chacun.

3.2 Étude de résolution

L'un des problèmes des simulations est la convergence. La convergence est l'indépendance des propriétés et des résultats physiques de la simulation par rapport à des changements de résolutions. Les processus physiques modélisés dans la simulation ont besoin d'une certaine résolution pour être correctement pris en compte. La difficulté des simulations cosmologiques est la gamme d'échelles mise en œuvre entre les processus physiques : la structuration de la matière dans la toile cosmique, le milieu inter-galactique, la formation de galaxies, le milieu inter-stellaire, la formation d'étoiles et la propagation du rayonnement. Un compromis entre taille de la simulation et résolution est nécessaire et imposé par la limitation du temps de calcul. La simulation CoDa est une unique réalisation et pour conforter les conclusions de l'étude, il est nécessaire de quantifier l'influence de la résolution et de déterminer si elle est suffisante pour les processus physiques mis en jeu.

L'étude de résolution se base sur quatre simulations, celles de la ligne (3) de la Table 3.1. Elles ont quatre tailles différentes, 4, 8, 16 et 32 $\text{cMpc}\cdot\text{h}^{-1}$, avec le même niveau de résolution (9) i.e., une grille de 512^3 . Ces simulations ont exactement les mêmes paramètres que CoDa. Cet ensemble de simulations permet de comparer les propriétés de CoDa, avec une simulation deux fois plus résolue, et avec deux

CHAPITRE 3. Étude de résolution et exploration des paramètres

Étude de résolution

| Setup | |
|--|--|
| Box size L_{box} | 4, 8, 16, 32 $\text{Mpc}\cdot\text{h}^{-1}$ |
| Grid size (level) | 128^3 (7), 256^3 (8), 512^3 (9) |
| Star formation | |
| Density threshold δ_* | 30, 50, $90\langle\rho\rangle$ |
| Temperature threshold T_* | 10^4K , $2 \times 10^4\text{K}$, $2 \times 10^9\text{K}$ |
| Efficiency ε_* | 10^{-1} , 10^{-2} , 10^{-3} |
| Stellar particle mass (post-SN) M_* | $3194M_{\odot}$ ($\times \frac{1}{8}$, 1, 8, 64) |
| Radiation | |
| Escape fraction f_{esc} | 0.25, 0.5, 1 |
| Black body temperature T_{BB} | $5 \times 10^4\text{K}$, 10^5K |

TABLEAU 3.2 – Liste des paramètres utilisés dans la comparaison de simulations.

simulations deux fois et quatre fois moins résolues. La simulation de $8 \text{ cMpc}\cdot\text{h}^{-1}$ à la même résolution que CoDa et servira donc de référence. Dans la suite, on va comparer les simulations entre elles sur plusieurs observables.

3.2.1 L'histoire de réionisation

On commence l'étude de résolution par la comparaison de l'histoire de réionisation de chacune des simulations. La Figure 3.1a montre la fraction moyenne d'hydrogène neutre en fonction du redshift. Les quatre simulations de la comparaison y sont représentées ainsi que CoDa par la courbe noire. Les points de couleurs marquent les redshift des instantanés qui seront utilisés dans la suite de l'étude. Sur la Figure 3.1b est représenté le taux de formation stellaire global en fonction du redshift.

L'influence de la résolution sur le taux de formation stellaire est claire, sur la Figure 3.1b, plus la résolution est haute, plus le SFR est élevé. Cette tendance est facilement explicable, car le taux de formation stellaire dans RAMSES-CUDATON est modélisé par la loi de Kennicutt-Schmidt (Kennicutt, 1998) : $\text{SFR} \propto \rho^{\frac{3}{2}}$, ainsi plus la résolution est grande, plus les hautes densités seront représentées, se qui induit un SFR plus grand. On constate aussi que la première étoile est formée plus tôt à haute résolution. Cet écart dans le SFR induit directement un écart dans la production de photons ionisants. Ainsi, sur la Figure 3.1a, plus la résolution est haute, plus l'histoire de réionisation est rapide.

On peut aussi voir, sur la Figure 3.1b, que les simulations sont en dessous des points d'observations, ce qui est normal, car la simulation CoDa sous-estime le SFR, et les simulations de l'étude de résolution utilisent les mêmes paramètres pour la comparaison. Aussi, la simulation $8 \text{ cMpc}\cdot\text{h}^{-1}$ a la même résolution que CoDa, mais elle a un petit écart constant de SFR avec CoDa, elle produit légèrement moins d'étoiles. Cet écart peut être dû à la différence de taille de boîte, et à la variance cosmique. De plus, même si cette simulation a un taux de formation stellaire plus faible que CoDa, elle réionise quand même plus rapidement, ce qui est aussi dû à un effet de volume de boîte.

Pour conclure, la résolution va fortement influencer le SFR, plus la résolution est haute, plus le SFR est grand. Mais aucune convergence ne semble atteinte à ce niveau, et le SFR étant l'image des sur-densités de gaz, cela signifie que la distribution de gaz ne semble pas converger avec les résolutions testées.

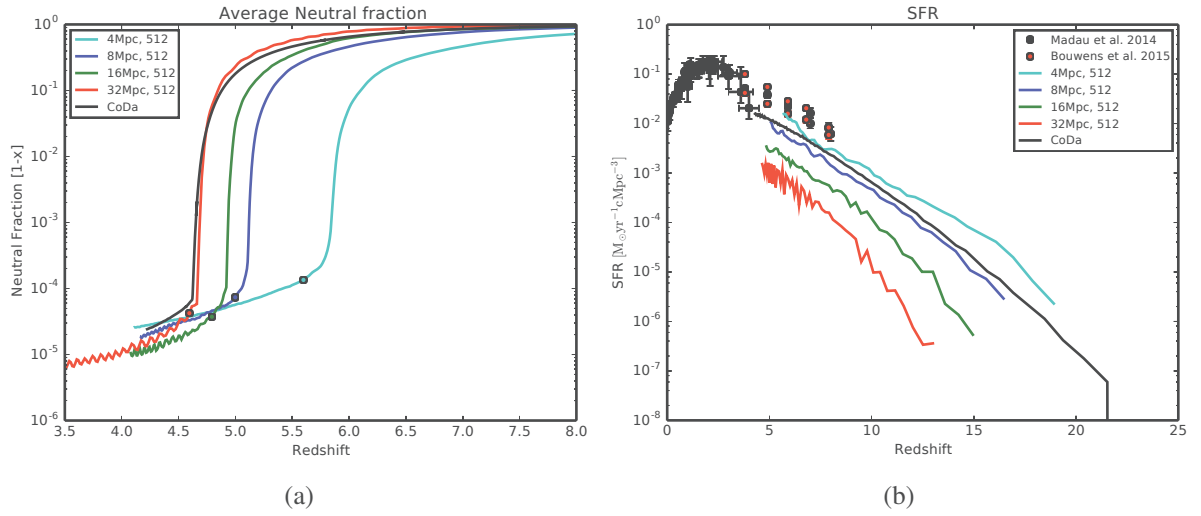


FIGURE 3.1 – **Panneau (a)** : La fraction de neutre moyenne en fonction du redshift pour les quatre simulations de l'étude de résolution et la simulation CoDa (noire). Les points marquent le redshift et la fraction de neutre des snaps utilisés pour la comparaison. **Panneau (b)** : le taux de formation stellaire (SFR) en fonction du redshift. Les points noir et rouge sont les observations, et la courbe noire la simulation CoDa.

3.2.2 Masse de coupure de formation stellaire

Le deuxième résultat que l'on va analyser avec l'étude de résolution est la masse de coupure de formation stellaire due à la Réionisation. Le modèle de formation stellaire dépend de deux paramètres, la sur-densité seuil de formation, $\delta_* = 50$, et la température seuil de formation, $T_* = 2 \times 10^4 \text{K}$. Avec la Réionisation, la température du gaz augmente et passe au-dessus du seuil. Le seul moyen pour un halo de pouvoir continuer à former des étoiles est d'héberger du gaz assez dense pour refroidir et rester sous le seuil de température. Ce critère de formation stellaire va donc discriminer les halos en deux classes, ceux qui sont immunisés à la Réionisation et ceux qui ne pourront plus former d'étoiles une fois ionisés et chauffés. La masse de transition entre les deux états est appelée "masse de coupure", M_{cut} . Dans la simulation CoDa, $M_{\text{cut}} \sim 3 \times 10^9 M_{\odot}$. L'objectif est de déterminer si la valeur de la masse de coupure est due à la résolution ou aux processus physiques modélisés dans la simulation.

Dans un premier temps, il faut définir l'intervalle de masse de halos que l'on va utiliser pour chaque simulation. La Figure 3.2 montre la fonction de masse des halos des simulations de l'étude, avec la courbe théorique de [Watson et al. \(2013\)](#) à $z=5$ en pointillés noir (obtenue à partir de HMFcalc, [Murray et al. \(2013\)](#)). Les barres pointillées verticales montrent les limites de ~ 250 particules pour chaque résolution (avec la couleur associée à chaque simulation). Cette limite est déterminée à partir de la simulation CoDa ($10^8 M_{\odot}$ à la résolution CoDa). Nous avons donc appliqué la même limite de ~ 250 particules dans l'étude de résolution, elle correspond à $10^8 M_{\odot}$ pour la $8 \text{ cMpc} \cdot \text{h}^{-1}$ et des multiples par 8 pour les autres résolutions. Au-dessus de leur limite, les simulations sont en bon accord entre elles et avec les prédictions théoriques.

Pour mettre en évidence la masse de coupure, le SFR moyen par masse de halos doit être calculée. Cet SFR est déterminé pour un instantané de chaque simulation. Ces instantanés ont été choisis pour qu'ils soient au même stade de l'histoire de réionisation respective de chaque simulation. Sur la Figure 3.1a, les points représentent ces instantanés pour chaque simulations. J'ai choisi l'instant juste après la percolation, dans le "coude" de la fraction moyenne de gaz neutre, c'est l'instant de fin de la Réionisation. La Table 3.3 récapitule pour chaque simulation, la taille de la boîte en colonne (1) et le redshift de l'instantané utilisé en colonne (2).

Le SFR moyen par masse de halos est illustré sur la Figure 3.3a. La droite noire, définie par la loi de

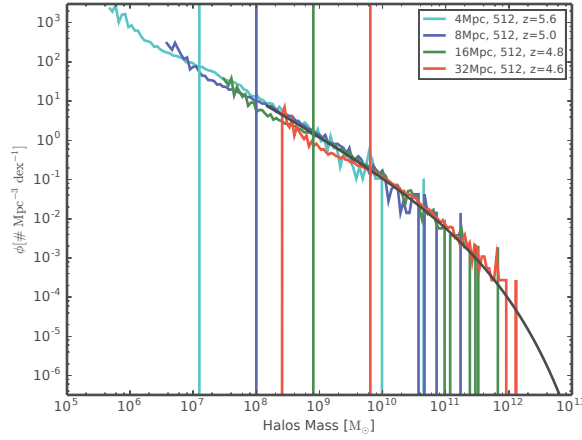


FIGURE 3.2 – Fonction de masse des halos pour les quatre simulations. La courbe pointillée noire est la référence théorique [Watson et al. \(2013\)](#) à $z=5$. Les barres verticales pointillées sont les limites de sélections de chaque simulation, elles correspondent à ~ 250 particules.

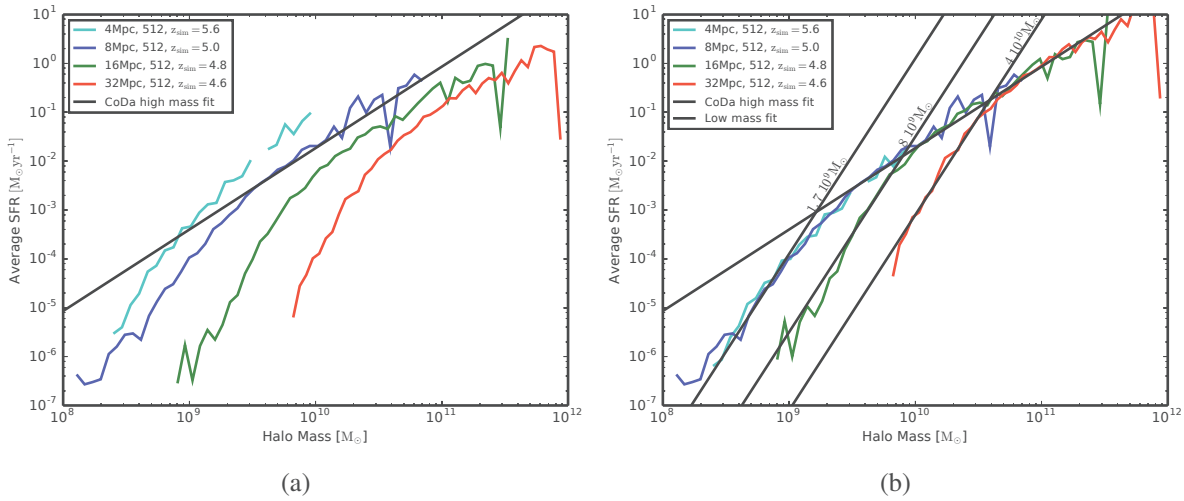


FIGURE 3.3 – **Panneau (a)** : SFR moyen par bin de masse de halos. La droite noire représente la pente calibrée sur les halos massifs de CoDa ($> 10^{10} M_{\odot}$). **Panneau (b)** : SFR moyen avec une normalisation. La référence pour la normalisation est la simulation 8Mpc, qui a la même résolution que CoDa. Les droites pointillées sont calibrées sur les pentes des halos de faible masse de chaque simulation. La masse indiquée pour chaque droite est l'estimation de la masse de coupure, elle correspond à l'intersection du "high mass" et du "low mass fit".

CHAPITRE 3. Étude de résolution et exploration des paramètres

Étude de résolution

| (1) | (2) | (3) | (4) | (5) |
|-------------------------------------|----------|-------------------------------------|----------------------------|---|
| Box size [cMpc.h ⁻¹] | Redshift | Normalisation factor (β) | Low mass fit offset (b) | Suppression mass [10 ⁹ M _⊙] |
| 4 | 5.6 | 0.22 | -39.937 | 1.7 |
| 8 | 5 | 1 | -39.937 | 1.7 |
| 16 | 4.8 | 8 | -41.507 | 8.06 |
| 32 | 4.6 | 6.93 | -43.138 | 40 |

TABLEAU 3.3 – Récapitulatif des données des instantanés de l'étude de résolution.

puissance de l'Équation 3.1, est le fit sur les halos massif de CoDa ($> 10^{10}M_{\odot}$), qui sert de référence.

$$\text{SFR}_{\text{highmass}} = M^{5/3} 10^{-18.4} \quad (3.1)$$

La simulation de même résolution que CoDa, la 8 cMpc.h⁻¹, s'aligne bien aux hautes masses avec le fit, et l'on voit la coupure caractéristique aux plus faibles masses. Les simulations aux autres résolutions ont le même comportement, mais avec un décalage, la simulation plus haute résolution (cyan) est au-dessus du fit, et les deux basses résolutions (vert et rouge) en dessous. Ce décalage est dû au décalage global de SFR des simulations (visible Figure 3.1b). En normalisant le SFR global de chacune des simulations par rapport à celle de la 8 cMpc.h⁻¹, elles s'alignent avec la référence de la simulation CoDa, clairement visible sur la Figure 3.3b. La correction de décalage appliquée à chaque simulation, nommé β , est donnée dans la colonne (3) de la Table 3.3. Une fois le comportement aux hautes masses normalisé, le décalage de la masse de coupure avec la résolution devient évident, plus la résolution augmente, plus la masse de coupure diminue. Pour quantifier la masse de coupure, un fit sur les faibles masses est utilisé pour chaque simulation, définie par :

$$\text{SFR}_{\text{lowmass}} = M^{12/3} 10^b, \quad (3.2)$$

avec une pente plus raide que la référence des grandes masses (qui illustre la coupure de formation stellaire), et le décalage (b) qui doit être évalué pour chaque simulation (à l'œil). En plus des SFR moyens normalisés, la Figure 3.3b, montre les lois de puissance en pointillées, adaptées à chaque simulation. La masse de coupure est définie comme l'intersection entre les lois de puissance aux faibles masses, avec celle calibrées sur les hautes masses i.e., la masse à partir de laquelle la pente du SFR change. La masse de coupure est calculée à partir de l'Équation 3.3 :

$$M_{\text{sup}} = (10^{-18.4-b})^{3/7}. \quad (3.3)$$

Le paramètre de calibration des lois de puissance aux faibles masses, b, est donné pour chaque simulation dans la colonne (4) de la Table 3.3, ainsi que l'estimation de la masse de coupure en colonne (5).

On constate donc que plus la résolution est haute, plus la masse de coupure est faible. Et on a aussi vu précédemment que le SFR global augmente avec la résolution. Ces deux effets sont directement dus à la distribution de gaz. Plus la résolution est haute, plus les hautes densités sont représentées, et les plus petits halos ont une densité de gaz forte. Cette augmentation de la densité avec la résolution explique que le SFR global soit plus fort, et que les halos de faible masse puissent former des étoiles. La densité de transition qui permet de refroidir le gaz en dessous du seuil de température est indépendant de la résolution. Avec la hausse de la densité dans tous les halos, la densité seuil de refroidissement est accessible aux halos les moins massifs. Et donc la transition entre les halos immunisés et les halos affectés par la Réionisation est poussée vers les petites masses de halos. Mais on constate aussi que les simulations 4 cMpc.h⁻¹ et 8 cMpc.h⁻¹ (de même résolution que CoDa) ont la même masse de coupure.

Donc, malgré l'augmentation de résolution, et donc malgré l'augmentation de densité de gaz, les halos les moins massifs ne peuvent pas lutter contre le fond UV. On peut donc dire que pour cet ensemble de paramètres, la formation de galaxies a convergé i.e., le SFR en fonction de la masse des halos ne change plus en fonction de la résolution. La simulation CoDa résout donc bien la formation de galaxies, et surtout la coupure de formation stellaire due à la Réionisation est convergée, pour l'ensemble utilisé de paramètres.

Il serait intéressant d'approfondir la question de la convergence de la distribution de densité de gaz. Cette dernière est la grandeur fondamentale sur laquelle repose le modèle de formation stellaire, et est centrale dans la propagation du rayonnement. [Gnedin \(2016\)](#) explique et explore la convergence numérique et physique sur des simulations cosmologiques de la Réionisation équivalentes à celles faites dans cette thèse. Il propose des facteurs de corrections permettant de s'approcher de la convergence. Mais il se concentre sur le SFR global comme quantité physique.

3.3 Exploration des paramètres

En plus du choix de la résolution, il faut calibrer les paramètres physiques du code. Cette calibration se fait en réalisant de "petites" simulations, peu coûteuses en temps de calcul, qui permettent de tester un ensemble de paramètres. Le problème est que les effets de chaque paramètre sur la simulation ne sont pas indépendants. Le couplage entre les modèles physiques mis en jeu dans la simulation font que les liens entre les paramètres ne sont pas linéaires, et souvent dégénérés. La calibration d'un ensemble de paramètres pour une simulation unique, très coûteuse en temps de calcul, est donc un exercice difficile. Dans le cas de la simulation CoDa, cette calibration n'est pas parfaite : par exemple, le taux de formation stellaire est trop faible par rapport aux observations et l'histoire de réionisation est donc trop tardive.

Pour comprendre le processus de calibration et avec la réalisation de l'étude de résolution de la simulation CoDa, je me suis demandé quel devrait être l'ensemble des paramètres de la prochaine simulation CoDa, pour qu'elle soit en meilleur accord avec les observations ? J'ai donc fait varier certains paramètres de manière indépendante pour pouvoir quantifier leur influence et les dégénérescences dans le but de déterminer l'ensemble de paramètres "parfait". Malheureusement, il faut garder à l'esprit que le couplage non-linéaire des paramètres les uns avec les autres est difficilement évaluable. La [Table 3.2](#) présente la liste des paramètres que j'ai testé de manière indépendante, ils sont principalement liés à la formation stellaire et au rayonnement.

On a vu que l'augmentation de la résolution permet d'augmenter le SFR et ainsi accélérer la Réionisation (c.f. [Section 3.2.1](#)). Si on augmente la résolution CoDa d'un niveau, elle devrait être plus proche des observations pour le SFR et l'histoire de réionisation. Malheureusement, cette solution n'est pas envisageable pour le moment, car la simulation CoDa est déjà à la limite de ce que permettent les calculateurs et codes actuels. Pour augmenter la résolution, il faut faire une concession sur la taille de la boîte, ou utiliser un code avec raffinement adaptatif de maille.

3.3.1 Masse des particules stellaires

Lors de la première tentative d'étude de résolution, je n'ai pas pris en compte le paramètre n_* , qui est le seuil de densité physique de formation stellaire. J'ai donc fait des simulations avec des résolutions différentes, et donc avec des masses d'étoiles différentes. Pour faire l'étude de résolution proprement, j'ai donc refait ces simulations à des résolutions différentes, mais avec la même masse d'étoiles. C'est donc par hasard que j'ai fait des simulations en double, avec des masses d'étoiles différentes. En comparant ces simulations, je me suis rendu compte que la masse des particules stellaires avait un effet sur la simulation.

La [Figure 3.4a](#) montre la fraction de neutre moyenne, et la [Figure 3.4b](#) montre le SFR global, en fonction du redshift, pour deux paires de simulations qui mettent en évidence l'influence de la masse des particules stellaires. La paire de simulation en rouge sont des 4 cMpc.h^{-1} et celles en vert, 8 cMpc.h^{-1} . Dans chaque paire, les simulations sont identiques, à l'exception de M_* . Les simulations en trait plein ont la même masse stellaire que la simulation CoDa (i.e. $M_* \sim 3500 M_\odot$), alors que les simulations

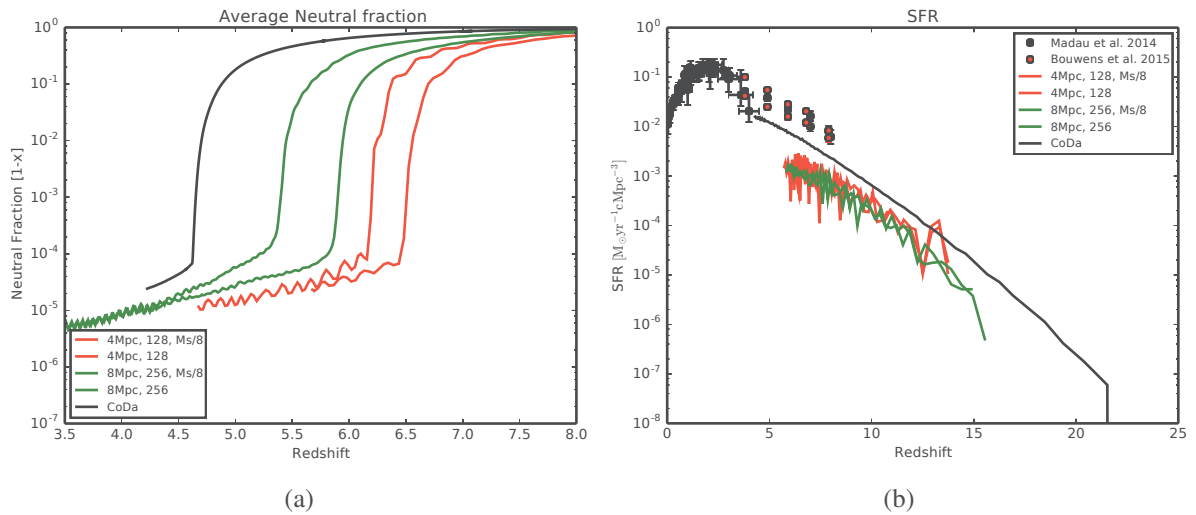


FIGURE 3.4 – **Panneau (a)** : La fraction de neutre moyenne. Deux paires de simulations sont représentées, chaque paire, respectivement 4 cMpc.h^{-1} (en rouge) et 8 cMpc.h^{-1} (en vert), ont un set de paramètres identique à l'exception de la masse des particules stellaires. La masse des particules stellaires est différente d'un facteur 8 entre chaque simulation d'une paire. Les simulations en trait plein ont la même masse que CoDa (i.e. $\sim 3500 M_\odot$) et celles en pointillées ont une masse huit fois plus grande (i.e. $\sim 28000 M_\odot$). **Panneau (b)** : SFR global pour différente masse stellaire minimum.

en pointillées ont une masse huit fois supérieure ($M_* \sim 28000 M_\odot$). Dans la suite, la comparaison se fait entre les simulations de masses stellaires différentes (de même couleur). Sur la Figure 3.4b le SFR global de toutes les simulations sont en relativement bon accord, la masse des étoiles n'a pas d'effet sur le SFR global. La quantité de photons ionisants produite en fonction du redshift est donc la même dans ces simulations. Mais sur la Figure 3.4a, on constate que les deux simulations 4 cMpc.h^{-1} et les deux simulations 8 cMpc.h^{-1} , ont des histoires de réionisation différentes. Les simulations avec des petites masses d'étoiles réionisent plus lentement que leur paire avec des étoiles plus massives.

Cet effet de masse des particules stellaires n'était pas attendu : en effet, le comportement global du SFR étant inchangé, la production de photons devrait être la même et ainsi l'histoire de réionisation devrait être inchangée. Malheureusement, ce n'est pas le cas, la représentation du SFR global dans ce cas est trompeuse. Même si en moyenne le SFR est le même, l'échantillonnage des particules stellaires est différent. Pour que le SFR global soit inchangé, il faut que la même quantité de masse stellaire soit produite par unité de temps, ce qui veut dire que plusieurs petites particules doivent être formées pour une massive. Mais rien n'oblige les petites particules à se former au même endroit et au même instant qu'une massive. On s'attend donc à ce qu'il y ait une dilution (spatiale et temporelle) de la masse stellaire dans le cas des particules légères par rapport aux massives, même si en moyenne la même quantité de masse est produite. Cette dilution est présente dès l'apparition de la première particule. Les particules légères vont se former une par une dans les premières cellules denses. Leur rayonnement sera davantage piégé en comparaison aux particules plus massives. Ce retard pris dans la fraction d'ionisation au début de la Réionisation ne sera pas rattrapé et l'histoire de réionisation est donc retardée dans le cas des particules stellaires légères.

Au final, la question "Quelle est la bonne masse de particules stellaires à utiliser en fonction de la résolution (spatiale et de masse) ?" est toujours ouverte.

3.3.2 Seuil de sur-densité de formation stellaire

"Quand apparaît la première étoile ?" est l'une des questions qui n'a pas encore de réponse précise. Dans les simulations, l'apparition des particules stellaires à haut redshift est contrôlé par le seuil de sur-densité, δ_* . Ce seuil va déterminer quelles cellules sont suffisamment denses pour former des étoiles.

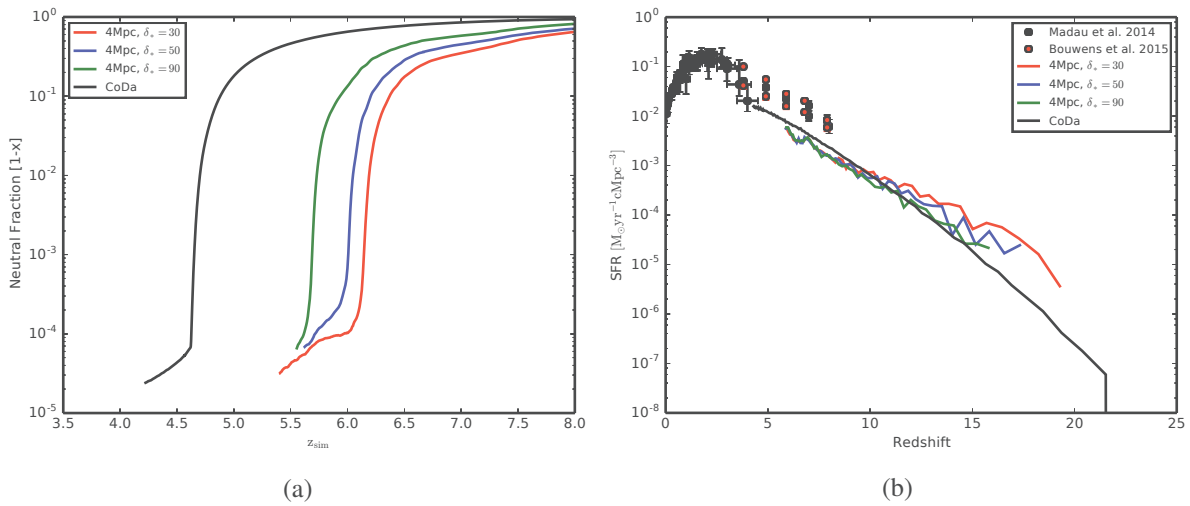


FIGURE 3.5 – **Panneau (a)** : La fraction de neutre moyenne, pour trois simulations de 4 cMpc.h⁻¹ en 256 dont la seule différence est la sur-densité seuil de formation stellaire, δ_* . **Panneau (b)** : SFR global en fonction de la sur-densité seuil de formation stellaire.

Une simulation avec un seuil trop bas formera des étoiles trop tôt et partout i.e., dans les filaments et dans l’entourage large des halos (ce qui n’est pas réaliste), et l’histoire de réionisation risque d’être trop rapide. À l’inverse, un seuil trop haut retardera l’apparition de la première étoile, et restreindra la formation stellaire aux cœurs denses des halos les plus massifs, l’histoire de réionisation sera donc tardive.

Le seuil de sur-densité est fixé à $\delta_* = 50$ dans la simulation CoDa, et ce sera notre valeur fiducielle par la suite. J’ai testé deux valeurs autour de la valeur de référence, $\delta_* = 30$ et $\delta_* = 90$ pour des simulations de 4 cMpc.h⁻¹ en 256³. Le SFR global pour les trois simulation est présenté sur la Figure 3.5b. L’influence du seuil de sur-densité sur le SFR est surtout visible pour $z > 10$. Plus le seuil est grand, plus l’apparition de la première étoile est retardée, et le taux de formation stellaire est relativement plus faible. Par contre, à partir de $z = 10$, les SFR convergent et sont indiscernables. Sur la Figure 3.5a est présentée l’histoire de réionisation des trois simulations, plus les seuils est bas, plus la Réionisation est rapide. L’arrivée tardive des premières étoile quand le seuil est grand induit un retard dans l’histoire de réionisation qui n’est jamais rattrapé.

Pour déterminer la valeur adéquate de δ_* il faut tenir compte de deux contraintes. La première est l’époque d’apparition de la première étoile, dont va dépendre le timing de la Réionisation comme on l’a vu précédemment. L’apparition de la première étoile est directement due à l’évolution des sur-densités de gaz, qui est elle-même dépendante de la résolution spatiale. Ensuite, la deuxième contrainte est la zone de formation des étoiles. Elles ne doivent pas pouvoir apparaître dans le milieu inter-galactique. Pour cela, il faut que le seuil soit relativement fort. En pratique, la détermination de la valeur de δ_* se fait par tâtonnement, en utilisant la contrainte du timing de réionisation, et des étoiles confinés dans les halos.

Encore une fois, on a montré que la distribution de densité du gaz est centrale dans ce modèle "sous-grille" de formation stellaire.

3.3.3 Température seuil de formation stellaire

Le deuxième seuil de formation stellaire est T_* . Si la température de la cellule est supérieure à ce seuil, la formation stellaire est bloquée. Le rayonnement UV des premières sources va ioniser et chauffer jusqu’à $\sim 10^4$ K le gaz alentours. Le seuil de température va donc empêcher la génération suivante d’étoiles de se former, c’est une prise en compte directe de la rétro-action du rayonnement UV sur la formation stellaire. Pour reformer des étoiles, il faut que la source stoppe d’émettre des photons et que le gaz soit assez dense pour refroidir jusque sous le seuil : on a donc des épisodes de formation stellaire.

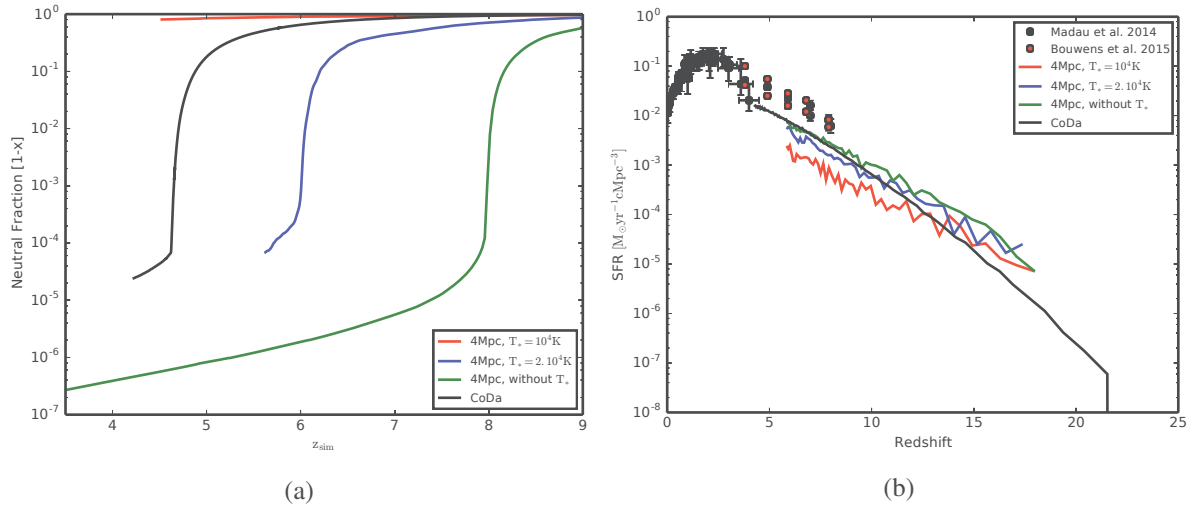


FIGURE 3.6 – **Panneau (a)** : La fraction de neutre moyenne pour trois simulations de 4 cMpc.h^{-1} en 256, la seule différence est la température seuil de formation stellaire, T_* . **Panneau (b)** : SFR global en fonction de la température seuil de formation stellaire.

Les halos les plus massifs ont suffisamment de gaz pour lutter continûment contre l'ionisation et rester sous le seuil de température, leur formation stellaire est donc lisse et continue. Alors que les halos de faible masse vont avoir une histoire de formation stellaire épisodique, oscillante et dans le cas extrême, n'avoir qu'une seule génération d'étoiles.

J'ai fait une simulation 4 cMpc.h^{-1} en 256^3 avec la même valeur que la simulation CoDa pour le seuil de température, $T_* = 2 \times 10^4 \text{K}$, qui sera la référence et deux autres simulations, une avec $T_* = 10^4 \text{K}$ et l'autre en désactivant le seuil de température de formation stellaire (pour le désactiver, il suffit de le mettre à une valeur extrême). La Figure 3.6b présente le SFR global des trois simulations. L'apparition de la première génération d'étoiles est relativement identique ($z = 18$) dans les trois simulations, car la température est relativement faible et donc seul le seuil de sur-densité est important. Mais rapidement les évolutions des SFR se distinguent. Plus le seuil de température est restrictif, plus le SFR est faible. L'impact sur l'histoire de réionisation, visible sur la Figure 3.6a, est très fort. Sans seuil de température, la percolation arrive à $z = 8$, alors que pour le seuil fiduciel $T_* = 2 \times 10^4 \text{K}$, elle arrive à $z = 6$ et pour le seuil le plus restrictif $T_* = 10^4 \text{K}$ la Réionisation n'a même pas lieu.

Le seuil de température est le paramètre principal du modèle de rétro-action du rayonnement sur la formation stellaire. Il va différencier les halos assez massifs pour contenir du gaz froid, des halos moins massifs qui ne sont pas assez denses pour lutter contre le rayonnement. Cette différenciation des halos pouvant former des étoiles ou non en fonction de leur masse a déjà été montrée dans l'analyse de la simulation CoDa. L'influence de la rétro-action est aussi visible dans le SFR global des simulations les moins bien résolues. Par exemple, sur la Figure 3.4a, les oscillations de l'histoire de formation stellaire sont visibles dans la fraction moyenne de neutre (courbe vert et rouge en trait plein). La mise en place de ce seuil de température casse le lien direct entre la formation stellaire et la distribution de densité du gaz. Comme la température est fortement liée au rayonnement, le seuil de température fait intervenir le modèle radiatif dans la formation stellaire. Cela permet de prendre en compte les effets de rétro-action négatives sur la formation stellaire. Mais ça a aussi pour effet de rendre plus complexe le modèle de formation stellaire, modèle qui est déjà difficile à calibrer.

3.3.4 Efficacité de formation stellaire

Les deux paramètres présentés précédemment, δ_* et T_* permettent de déterminer les cellules éligibles pour former des étoiles. Dans un deuxième temps, la quantité de masse stellaire formée dépend de la densité de la cellule et d'un paramètre d'efficacité de formation, ϵ_* . Ce paramètre représente la fraction

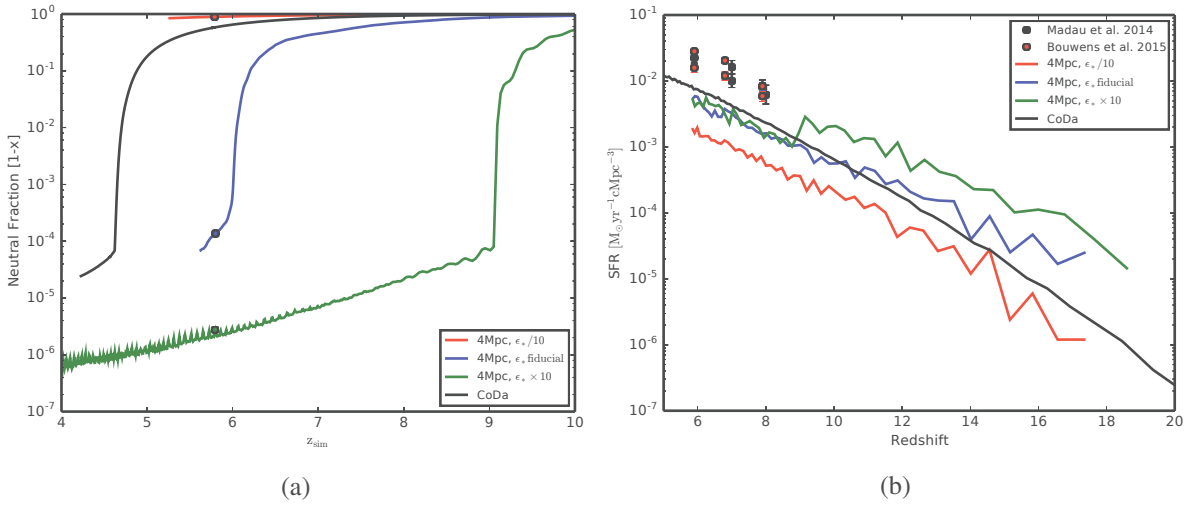


FIGURE 3.7 – **Panneau (a)** : La fraction de neutre moyenne pour trois simulations de 4 cMpc.h^{-1} en 256^3 dont la seule différence est l’efficacité de formation stellaire, ϵ_* . **Panneau (b)** : SFR global en fonction de l’efficacité de formation stellaire.

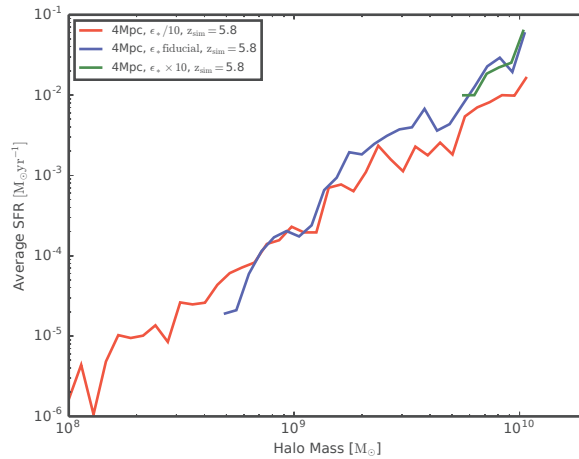


FIGURE 3.8 – Taux de formation stellaire moyen en fonction de la masse du halo, pour trois simulations de 4 cMpc.h^{-1} en 256^3 dont la seule différence est l’efficacité formation stellaire, ϵ_* .

de gaz qui doit effectivement se transformer en étoiles. En pratique, ce paramètre est un régulateur de la formation stellaire, réglé pour prendre en compte les effets de la résolution. Ce paramètre englobe donc les inconnues et les approximations du modèle sous-grille de formation stellaire.

Pour mettre en évidence, l’effet de ϵ_* , j’ai fait trois simulations de 4 cMpc.h^{-1} en 256^3 . La première, avec $\epsilon_* = 0.01$ est la référence, les deux autres simulations ont une efficacité dix fois supérieure et inférieure. La Figure 3.7b présente le SFR global des trois simulations. La différence d’efficacité de formation se reflète directement dans le taux de formation stellaire globale. Entre chaque simulation ϵ_* varie d’un facteur dix, mais l’effet sur le SFR global est moins d’un facteur dix, la différence est d’un facteur ~ 5 . Le SFR est l’image de la production de photons ionisation. La simulation avec le plus grand SFR va donc réioniser plus vite. La Figure 3.7a montre le taux moyen de neutre en fonction du temps pour les trois simulations. La simulation avec une efficacité dix fois plus grande réionise autour de $z=9.2$, la simulation de référence réionise à $z=6$ et celle avec une efficacité dix fois plus faible ne réionise pas. L’histoire de formation stellaire et l’histoire d’ionisation sont logiquement liées par le modèle de radiation.

On constate que le SFR global de la simulation avec le l’efficacité la plus forte (la courbe vert de la Figure 3.7b) s’effondre à $z \sim 9$ i.e., au moment de la percolation. C’est l’effet de la rétro-action du

rayonnement sur la température du gaz. En effet, comme le SFR est fort, le champ UV sera aussi fort, le gaz est donc ionisé et chauffé. La Réionisation est donc plus rapide, mais la coupure de SFR est aussi plus forte. La rétro-action négative du rayonnement sur la formation stellaire est équivalente à une diminution d'un facteur dix de l'efficacité de formation stellaire. En effet, sur la Figure 3.7b, les courbes vertes et bleues ont le même SFR après $z=9$, alors que les deux simulations ont un ordre de grandeur de différence dans leur efficacité. On retrouve la forte coupure de formation stellaire dans la Figure 3.8. Elle présente le taux de formation stellaire moyen en fonction de la masse des halos. Les instantanés utilisés pour cette Figure sont illustrés par des points sur la Figure 3.7a. Ils sont pris au même redshift, avec des fractions de neutre complètement différentes. La simulation à faible efficacité de formation stellaire (en rouge) forme des étoiles dans toute sa gamme de halos. La Réionisation n'ayant pas encore eut lieu, il n'y a pas de coupure de SFR. On constate une coupure de SFR à $5 \times 10^8 M_{\odot}$ pour la simulation de référence. Et finalement, pour la simulation avec la plus forte efficacité, la coupure est très forte, car les halos moins massifs que $5 \times 10^9 M_{\odot}$ ne forment plus d'étoiles. On constate aussi que sur la partie des halos massifs, elle forme autant d'étoiles que la simulation de référence.

La coupure de formation stellaire est visible dans le SFR global dans le cas de la forte efficacité et ne l'est pas pour les efficacités plus faibles. Cet effet est déjà discuté dans [Barkana & Loeb \(2000\)](#). Mais on constate que pour voir la coupure de formation stellaire induit par la Réionisation il faut un taux de formation stellaire très fort. Les observations ne permettent pas aujourd'hui de trancher. Mais dans la prochaine décennie, avec la fin de vie *Hubble space telescope* (HST) et la mise en service du *James Web space telescope* (JWST) il est possible que les observations puissent observer cette chute dans le SFR cosmique. Cette diminution de le SFR global au moment de la Réionisation n'est pas visible dans la simulation CoDa, mais on sais aussi qu'elle a un taux de formation stellaire trop faible est une réionisation trop tardive, la question est donc toujours ouverte.

3.3.5 Fraction d'échappement

On vient de voir que la rétro-action du rayonnement UV sur les propriétés du gaz et sur la formation stellaire se fait par l'intermédiaire de la température qui dépend fortement de la quantité de rayonnement, i.e. le nombre de photons émis (Section 3.3.4). Le modèle de source par particules stellaires utilise une fraction d'échappement de photons, f_{esc} . Elle modélise l'absorption des photons par l'environnement proche, dense et poussiéreux des régions de formation stellaire qui n'est pas résolue dans ces simulations cosmologiques. Ce paramètre représente donc la fraction de photons qui arrivent effectivement à sortir du milieu de formation stellaire. Mais il est très mal contraint et en pratique, il sert à ajuster l'émissivité des particules stellaires en fonction de la résolution (en masse de matière noire, spatiale et en masse stellaire) de la simulation. Ce paramètre englobe les approximations du modèle de formation stellaire. Dans la simulation CoDa $f_{\text{esc}} = 0.5$, en plus de cette valeur de référence, j'ai testé $f_{\text{esc}} = 0.25$ et $f_{\text{esc}} = 1$ sur des simulations 4 cMpc.h^{-1} en 256^3 .

La Figure 3.9b présente le SFR global des trois simulations avec différents f_{esc} . Au moment de la formation de la première génération d'étoiles ($z = 18$) toutes les simulations ont le même taux de formation stellaire. Il n'y a eu aucun rayonnement avant cette première génération, le paramètre de rayonnement f_{esc} ne peut donc pas avoir d'influence dessus. Par contre, rapidement les SFR se distinguent, plus la fraction d'échappement est grande, plus le SFR est faible. L'effet sur l'histoire de réionisation, visible sur la Figure 3.9a, est très fort, $f_{\text{esc}} = 1$ réionise à $z = 7.7$, $f_{\text{esc}} = 0.5$ réionise à $z = 6$ et $f_{\text{esc}} = 0.25$ ne réionise pas. L'effet de ce paramètre est indirect. Il se fait à travers la rétro-action du rayonnement sur la température du gaz. Plus il y a de photons émis, plus le gaz est ionisé et chauffé. Ce gaz chaud va moins se condenser et la formation stellaire sera donc réduite. En plus, si la température passe au-dessus du seuil T_* , la formation stellaire est stoppée (c.f. Section 3.3.3). Plus f_{esc} est grand plus le gaz sera chaud et la formation stellaire sera coupée par le seuil de température T_* . Ce paramètre permet donc d'influer sur le SFR global au fur est à mesure de la simulation (le temps que le rayonnement se propage et chauffe le gaz) et en même temps il influence le redshift de la percolation.

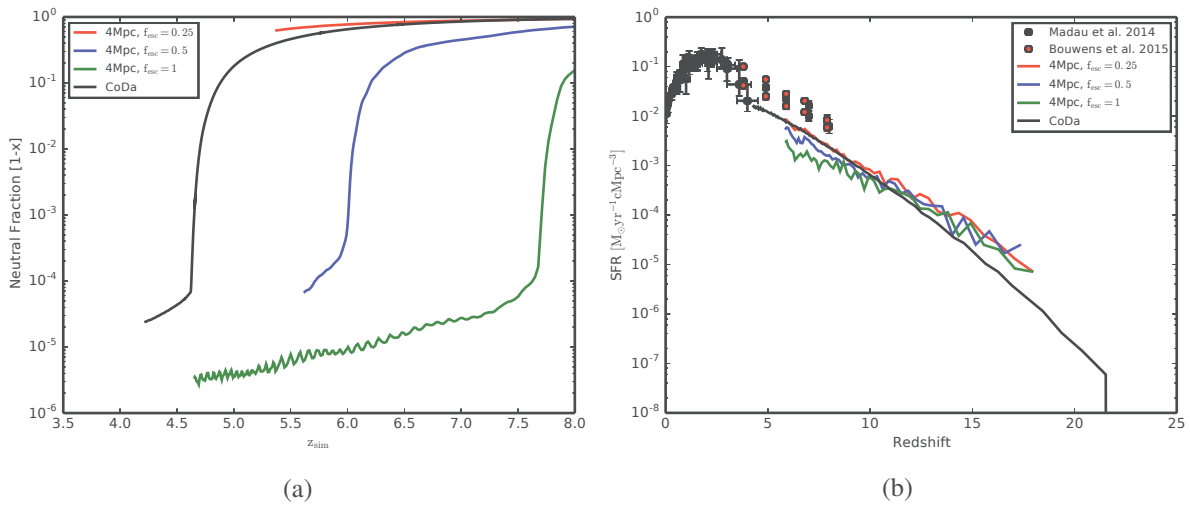


FIGURE 3.9 – **Panneau (a)** : La fraction de neutre moyenne, pour trois simulations cmMpc.h^{-1} en 256^3 , la seule différence est la fraction d’échappement, f_{esc} . **Panneau (b)** : SFR global en fonction de la fraction d’échappement.

| (1) | (2) | (3) |
|--------------------------|------------------------|------------------------|
| T_{BB} | 50000 K | 100000 K |
| AVG_EGY (eV) | 20.27 | 29.60 |
| AVG_CSN (m^2) | 2.93×10^{-22} | 1.63×10^{-22} |
| AVG_CSE (m^2) | 2.49×10^{-22} | 1.09×10^{-22} |

TABEAU 3.4 – Valeur des paramètres des photons ionisant pour des corps noire de 50000 K et 100000 K.

3.3.6 Température du corps noir

Dans RAMSES-CUDATON, et plus précisément, dans ATON, plusieurs groupes de fréquences du rayonnement ionisant (simplement appelé "groupes de photons") peuvent être utilisés en parallèle, mais dans notre étude un seul groupe est utilisé, le groupe de tous les photons ionisant. Dans le cas de simulations cosmologiques, la source est une particule stellaire, qui représente une population stellaire (de plusieurs milliers de masses solaires). Le spectre d’une telle population est bien approximé par le spectre d’un corps noir d’une température de 50 000 K (Baek et al., 2009).

Dans le cadre de l’exploration de paramètres, nous avons comparé des simulations avec une température de corps noir de 100 000 K (fiduciel) et 50 000 K. La Table 3.4 résume les valeurs des paramètres du groupe de photons ionisants pour les deux températures de corps noir comparées. Pour la comparaison, trois paires de simulations sont utilisées. Pour chaque paire, les conditions initiales et l’ensemble de paramètres sont identiques, sauf la température du corps noir des sources. La Figure 3.10 montre la fraction de neutre en fonction du redshift pour les trois paires de simulations, avec en rouge, les simulations avec $T_{\text{BB}} = 50000$ K et en vert $T_{\text{BB}} = 100000$ K. La différence induite par la température du corps sur l’histoire de réionisation est faible. Mais dans les trois cas, $T_{\text{BB}} = 50000$ K permet une réionisation légèrement plus rapide. Il y a aussi un décalage au niveau de l’équilibre après la percolation, $T_{\text{BB}} = 50000$ K, permet un taux d’ionisation légèrement plus fort à la fin de la Réionisation.

Cette observation peut sembler contradictoire au premier abord, car l’énergie des photons dans le cas $T_{\text{BB}} = 100000$ K (29.6 eV) est plus grande que celle de $T_{\text{BB}} = 50000$ K (20.27 eV) (c.f., Table 3.4, ligne (1)). Mais les sections efficaces sont aussi modifiées entre les deux températures. Même si les photons de $T_{\text{BB}} = 50000$ K déposent moins d’énergie dans le gaz, ils interagissent plus avec lui. Au final, les

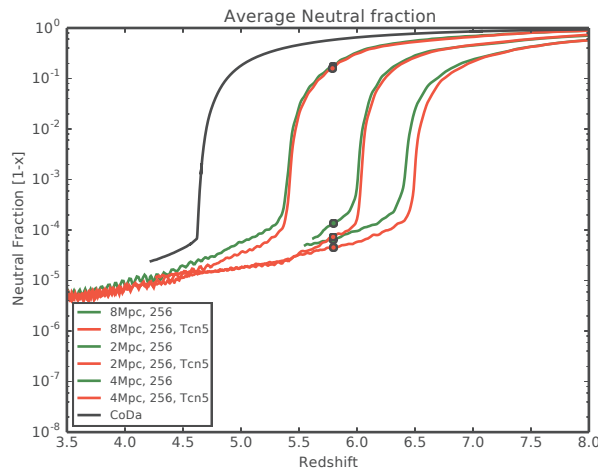


FIGURE 3.10 – Fraction de neutre en fonction du redshift. Les simulations vont par paire, 2Mpc en tirée, 4Mpc en pointillée et 8Mpc en trait plein. En vert, les simulations avec $T_{BB} = 100000$ K et en rouge $T_{BB} = 50000$ K.

photons avec $T_{BB} = 50000$ K sont légèrement plus efficaces pour ioniser le gaz, mais la différence sur l'histoire de réionisation globale reste faible.

3.4 Conclusion de l'étude de résolution et de l'exploration des paramètres

J'ai fait une étude de résolution sur la simulation CoDa. Pour cela, j'ai utilisé quatre simulations avec des résolutions encadrant celle de CoDa. La première constatation est que la formation stellaire augmente avec la résolution, et par conséquent la Réionisation est plus rapide. Même si le comportement moyen ne semble pas avoir atteint la convergence, le couplage entre la formation stellaire et la radiation semble avoir convergé. En effet, on a constaté que le taux de formation stellaire en fonction de la masse des halos a le même comportement pour la résolution CoDa et la résolution supérieure. La coupure de formation stellaire intervient à la même masse de halos ($1.7 \times 10^9 M_{\odot}$). Cela signifie que la coupure de la formation stellaire par la radiation n'est plus dépendante de la résolution, pour ce jeu de paramètres.

Bien sûr, le jeu de paramètres de la simulation CoDa n'est pas parfait, le taux de formation stellaire est trop faible et la Réionisation est donc trop tardive. C'est pour cela que j'ai aussi fait une exploration des paramètres autour de ceux utilisés dans CoDa, dans le but de pouvoir prédire le comportement d'une autre simulation. Les deux problèmes principaux sont : la taille des simulations utilisées pour cette étude et la variance cosmique qui va de pair. Les petites boîtes sont peu représentatives du comportement général de l'Univers. Pour minimiser les effets de la variance cosmique sur la Réionisation, un volume minimum de ~ 30 cMpc est nécessaire (Iliev et al., 2014). Les simulations que j'utilise sont des 4, 8 et 16 cMpc.h⁻¹, ce qui n'est largement pas suffisant pour simuler correctement la Réionisation. Néanmoins, je me place dans une étude relative de l'influence des paramètres sur l'histoire de réionisation. Même si la valeur quantitative de la variation due à un paramètre n'est pas robuste, l'évolution qualitative de cette différence sera la même dans des boîtes plus larges.

Pour résumer le comportement indépendant des paramètres testés :

- La résolution de masse stellaire, M_* : Premièrement, le taux de formation stellaire global est inchangé avec la masse stellaire. Mais même si la moyenne est la même, les particules stellaires massives induisent plus de bruit dans le SFR. L'impact principal est sur l'histoire de réionisation. Le SFR moyen identique suppose une émission de photons UV identique, mais on constate de la Réionisation est plus rapide lorsque les particules stellaires sont plus massives : la quantité de photons UV qui sort effectivement des cellules de formation stellaire dépend de la masse de la particule stellaire. Pour l'instant, il n'est pas possible de dire quelle doit être la masse minimum

des particules stellaires en fonction de la résolution.

- Le seuil de sur-densité de formation stellaire, δ_* : ce paramètre contrôle principalement les cellules qui sont éligibles pour former des étoiles tout au long de la simulation. Il est relativement contraint, en dessous de $\sim 30 \langle \rho \rangle$ il sera trop permissif, les étoiles vont se former un peu partout. Au-dessus de $\sim 200 \langle \rho \rangle$ il sera trop restrictif, la formation stellaire sera faible et limitée aux halos les plus massifs. Mais il va aussi influencer le redshift de création de la première particule stellaire. Plus le seuil est bas, plus la première étoile est formée tôt, par conséquent, l'histoire de réionisation est plus rapide. Il est donc possible de moduler légèrement l'histoire de réionisation avec ce paramètre.
- Le seuil de température de formation stellaire, T_* : ce paramètre est la base du modèle de la rétro-action du rayonnement sur la formation stellaire. En effet, le rayonnement UV contrôle la température du gaz. Ce paramètre n'a pas d'influence au début de la simulation, sur la première génération d'étoiles. Mais au fur et à mesure de la Réionisation, il va contrôler la formation stellaire. Ce paramètre permet de réduire et stopper la formation stellaire dans les halos n'ayant pas une densité de gaz suffisante pour refroidir et former des étoiles. Son réglage est très fin, on a vu qu'une simulation avec un seuil de 10^4 K ne réionise pas alors qu'avec 2×10^4 K la Réionisation a lieu. La valeur fiducielle $T_* = 2 \times 10^4$ K permet une réionisation et une prise en compte de la rétro-action sur la formation stellaire. Mais ce couplage est non linéaire et une exploration plus précise de ce paramètre est nécessaire pour pouvoir prédire le comportement de la rétro-action dans une simulation.
- L'efficacité de formation stellaire, ϵ_* : ce paramètre contrôle la quantité de masse stellaire qui doit se former dans une cellule éligible. On a vu qu'il permet de contrôler le SFR. À partir d'un certain niveau, le lien entre ϵ_* et le SFR devient non linéaire à cause du couplage avec la radiation et le seuil de température de formation stellaire. Plus l'efficacité de formation stellaire est grande, plus le fond UV sera fort, et plus la rétro-action négative sera forte. Paradoxalement, une efficacité trop grande peut donc diminuer le SFR global par l'intermédiaire du couplage avec le rayonnement.
- La fraction d'échappement, f_{esc} : la fraction d'échappement agit directement sur la quantité de photons qui sortent de la particule stellaire, sans augmenter la masse stellaire. Ce paramètre permet donc de réguler le fond UV en fonction du SFR (qui est contrôlé par les paramètres présentés au-dessus). Une forte fraction d'échappement accélère la Réionisation et réduit le SFR global.
- La température du corps noir des sources de photons UV, T_{BB} : ce paramètre est moins important que les autres. Son impact est d'ailleurs relativement faible. Les photons UV d'un corps noir de 50 000 K déposent moins d'énergie dans le gaz, mais interagissent plus efficacement, ils sont donc légèrement plus efficaces pour réioniser l'Univers.

Au final, l'étude de paramètres permet de comprendre l'impact de chaque paramètre indépendamment des autres. Mais le couplage entre les modèles physiques et sous-grilles lie les paramètres de manière non-linéaire. De plus, il y a de nombreuses dégénérescences. Plusieurs jeux de paramètres permettent des histoires de Réionisation identique. Il faut donc multiplier les observables pour casser les dégénérescences. Par exemple, la fonction de luminosité et la fonction de masse stellaire sont utiles pour déterminer si la bonne quantité de masse stellaire se forme dans le bon halo.

CHAPITRE 3. Étude de résolution et exploration des paramètres

Conclusion de l'étude de résolution et de l'exploration des paramètres

CHAPITRE 4

Réionisation du Groupe Local

L'étude de la Réionisation en utilisant des simulations cosmologiques permet une étude statistique, sur des grands volumes et un grand nombre de galaxies. Mais ces simulations n'ont pas, en général, la résolution suffisante pour simuler correctement les plus petites galaxies ($< 10^9 M_\odot$). Ces galaxies, observées dans le Groupe Local, ont des propriétés qui sont de fortes contraintes, et même des "problèmes" dans certains cas pour les modèles. Il y a le problème des satellites manquants, le nombre de galaxies satellites observées autour de la Voix Lactée (MW) et Andromède (M31) est largement inférieur au nombre de halos satellites gravitant autour de halos hôtes de masse équivalente dans les simulations (Klypin et al., 1999; Moore et al., 1999). La distribution radiale des galaxies satellites autour de MW et M31 est aussi une contrainte pour les simulations. Lié à cette contrainte, il y a le problème des plans de galaxies satellites observés autour de MW et M31 (Lynden-Bell, 1976; Ibata et al., 2014a). Et d'autres complications apparaissent au fur et à mesure que l'on tente de répondre à ces problèmes, comme la masse des halos qui contiennent des galaxies satellites (to-big-to-fail : TBTF) (Boylan-Kolchin et al., 2011, 2012) et leur profil de matière noire (cusp/core). Pour tenter de répondre à ces problèmes, des simulations hautes résolutions et zooms sont utilisés pour prendre en compte de plus en plus de modèles physiques, comme par exemple les modèles de rétro-action par supernovæ ou par radiation de la Réionisation.

Le projet Constrained Local UniversE Simulation (CLUES) a pour but de faire des simulations du Groupe Local dans un environnement de taille cosmologique qui est contraints par les observations. La simulation CoDa utilise des conditions initiales CLUES. Elle résout les halos jusqu'à $10^8 M_\odot$, elle peut donc être utilisée pour étudier la Réionisation du Groupe Local et les propriétés des galaxies naines, mais la simulation s'arrête au redshift $z=4.2$, les comparaisons avec les observations du Groupe Local sont donc limitées. C'est pour cela que j'ai utilisé deux autres simulations CLUES pour étudier la Réionisation du Groupe Local et tenté d'apporter des éléments de réponse aux problèmes posés par les galaxies naines à $z=0$.

4.1 Les simulations CLUES

4.1.1 Présentation des simulations

Les deux simulations utilisées ont été réalisées avec GADGET2, en utilisant les conditions initiales Λ CDM différentes du projet CLUES, la première avec une cosmologie WMAP3 (S_1 dans la suite) (i.e $\Omega_m = 0.24$, $\Omega_b = 0.042$ et $\Omega_\Lambda = 0.76$) et la deuxième WMAP5 (S_2 dans la suite) (i.e $\Omega_m = 0.279$, $\Omega_b = 0.046$ et $\Omega_\Lambda = 0.721$). Ces simulations utilisent la technique du zoom, avec une petite région haute résolution encadrée dans une boîte plus grande à basse résolution, fournissant le contexte cosmologique. La région zoom fait $2\text{Mpc}.h^{-1}$ à $z=0$ et contient le Groupe Local, avec une résolution pour la matière noire de $m_{\text{dm}} = 2.1 \times 10^5 M_\odot.h^{-1}$ et pour le gaz $m_{\text{gas}} = 4.4 \times 10^4 M_\odot.h^{-1}$. La résolution permet de résoudre les halos jusqu'à $6 \times 10^6 M_\odot$, ce qui est largement suffisant pour étudier en détail la population de galaxies satellites. La formation stellaire et la rétro-action dans les deux simulations suivent les prescriptions de Springel & Hernquist (2003). Gottloeber et al. (2010) donne tous les détails sur les conditions

CHAPITRE 4. Réionisation du Groupe Local

Modèle de rétro-action post-traitement

| (1) | (2) | (3) | (4) |
|----------------|--|--|----------|
| Simulation | LG _a | LG _b | Distance |
| S ₁ | $5.7 \times 10^{11} M_{\odot}$ | $7.8 \times 10^{11} M_{\odot}$ | 1200kpc |
| S ₂ | $1.5 \times 10^{12} M_{\odot}$ | $2.3 \times 10^{12} M_{\odot}$ | 712kpc |
| Observations | $0.8 \pm 0.5 \times 10^{12} M_{\odot}$ | $1.7 \pm 0.3 \times 10^{12} M_{\odot}$ | 780kpc |

TABLEAU 4.1 – Propriétés des deux galaxies principales des deux Groupe Locaux simulés. La première colonne (1) indique la simulation, en (2) la masse de l’analogue à la MW, en (3) la masse de l’analogue à M31 et en (4) la distance entre les deux galaxies. La dernière ligne est l’estimation de [Diaz et al. \(2014\)](#).

initiales et les simulations CLUES.

Les catalogues de halos sont fournis par Amiga Halos Finder (AHF) ([Knollmann & Knebe, 2009](#)). Il faut séparer les halos contenant des particules basses résolution pour ne garder que les halos de la région zoom, i.e., les halos du Groupe Local à haute résolution. Ces catalogues fournissent la position, la vitesse et la masse des halos au cours du temps et particulièrement à $z=0$. Par-dessus ces simulations, nous avons post-traité le transfert radiatif de photons ionisants, pour simuler la Réionisation, en utilisant le code de transfert radiatif CUDATON afin d’obtenir le redshift de réionisation de chaque halo. Le redshift de réionisation d’un halo est le dernier instant où son gaz est neutre à 50%. Comme détaillé dans [Ocvirk et al. \(2014\)](#) (Section 4.3.1), ces simulations post-traitées de la reionisation prennent en compte la rétro-action de la température et l’ionisation du gaz sur la formation stellaire.

Par la suite, les analogues de la MW et M31 dans les simulations seront appelées LG_a et respectivement LG_b.

4.1.2 Comparaison des deux simulations CLUES

Les deux analogues du Groupe Local simulés sont relativement différents. Le Tableau 4.1 résume les masses et distance des deux galaxies pour les deux simulations. La principale différence est que la paire de galaxies principales de S₂ est plus de deux fois plus massive que celle de S₁. La différence de masse a une forte influence sur le nombre de halos satellites et donc sur le nombre de galaxies naines et satellites, mais aussi sur la distribution radiale de ces dernières. La distance entre les deux galaxies a aussi changé entre les deux simulations. Dans S₁ les deux galaxies sont relativement distantes, les populations de satellites des deux galaxies sont donc bien distinctes. Alors que dans S₂, avec une distance de 712kpc (780kpc pour les observations), les populations de satellites des deux galaxies ne sont plus indépendantes. En effet, elles commencent à se mélanger entre les deux galaxies, les deux populations de satellites ont une forme de cacahuète (∞). L’intérêt d’utiliser ces deux simulations est de sonder l’effet de la masse des hôtes sur la Réionisation du Groupe Local et les propriétés des galaxies naines. De plus, cela permet d’augmenter le nombre de galaxies traitées et d’augmenter la statistique de notre analyse. Car même si ces deux simulations sont à très haute résolution, elles ne sont que deux réalisations du Groupe Local, ce qui ne représente que quatre galaxies de $\sim 10^{12} M_{\odot}$.

4.2 Modèle de rétro-action post-traitement

Pour étudier la reionisation du Groupe Local avec les simulations CLUES, il faut une simulation de transfert radiatif. J’ai utilisé le code de transfert radiatif ATON, pour effectuer un post-traitement radiatif de ces simulations ([Aubert & Teyssier, 2008](#)). Plus précisément, j’ai utilisé CUDATON, la version accélérée d’ATON qui fonctionne sur cartes graphiques (GPUs) ([Aubert & Teyssier, 2010](#)). Grâce à CUDATON, les simulations post-traitées deviennent très utiles. En effet, sur une simulation hydrodynamique, il est possible de faire tourner un grand nombre de simulations de réionisation, ce qui permet d’explorer rapidement l’espace des paramètres radiatifs (comme par exemple le modèle d’émission des

sources, la fraction d'échappement, la fréquence des groupes de photons...). Mais la principale limitation des simulations post-traitement est qu'il ne peut plus y avoir d'effet dynamique du rayonnement sur le gaz, le champ de matière est figé. Pour prendre en compte, une partie de la rétro-action, j'ai ajouté dans ATON un modèle de rétro-action négatif du rayonnement sur les sources. Le but est que le rayonnement se propage à partir des sources et agisse sur le gaz, et que ce dernier puisse agir à son tour sur les sources par l'intermédiaire de ces propriétés.

Le code ATON prend deux entrées, le champ de densité (en fonction du temps) dans lequel le rayonnement va se propager, et le champ de sources, à partir duquel les photons se propagent. Le premier est fourni par la simulation hydrodynamique, sous forme d'instantanés des simulations zoom hydrodynamique CLUES. La formation stellaire est prise en compte dans les simulations CLUES. Des particules stellaires sont créées à partir des particules de gaz (Springel & Hernquist, 2003). Il serait possible et logique d'utiliser ces particules stellaires comme sources de photons pour la Réionisation. Mais ces particules ont été formées dans la simulation hydrodynamique, leur nombre et répartition sont déjà pré-déterminé et la simulation de réionisation ne pourra pas rétro-agir dessus. C'est donc pour permettre la rétro-action du rayonnement sur les sources que nous avons utilisé un autre modèle de sources, qui sera couplé avec le rayonnement. Ce modèle de sources utilise des halos de matière noire.

4.2.1 Halos comme sources de photons

Un halo de matière noire peut être considéré comme une source indirecte de photons. En effet, le halo est un puits de potentiel qui va piéger le gaz, qui va pouvoir se transformer en étoiles sous certaines conditions. Au premier ordre, plus un halo est massif, plus il pourra former d'étoiles, et donc plus il émettra de photons.

L'émissivité des sources est basée sur Baek et al. (2009) Table 2. L'émissivité ionisante pour une masse stellaire est $N_\gamma = 1.87 \times 10^{47} \text{ photon.s}^{-1} \cdot M_\odot^{*-1}$, en considérant l'énergie moyenne du rayonnement ionisant de $20.27 \text{ eV} = 3.25 \times 10^{-11} \text{ erg}$ (M_\odot^* est une masse solaire d'étoile, et M_\odot^{DM} , une masse solaire de matière noire). Cette énergie moyenne est calculée à partir de la distribution spectrale d'énergie (SED), qui peut être approximée par une spectre de corps noir de $T = 5 \times 10^4 \text{ K}$. Les étoiles émettrices d'UV sont les étoiles massives, leur temps de vie est relativement court. Nous avons fixé ce temps de vie, le temps d'émission d'UV, à $t_{\text{vie}} = 10 \text{ Myr}$, ainsi que le taux de formation stellaire spécifique, $\text{SSFR} = 10^{-10} M_\odot^* \cdot \text{yr}^{-1} \cdot M_\odot^{\text{DM}-1}$, ainsi, il est possible de définir l'émissivité équivalente d'une masse solaire de matière noire :

$$\epsilon_{\text{DM}} = \text{SSFR}_{\text{halos}} N_\gamma f_{\text{esc}} t_{\text{vie}} [\text{photon.s}^{-1} M_\odot^{\text{DM}-1}], \quad (4.1)$$

avec $f_{\text{esc}} = 0.2$ la fraction d'échappement, i.e. la quantité de photons qui arrivent effectivement dans le milieu inter-galactique (IGM). L'émission de photons est donc proportionnelle à la masse du halo, avec un facteur $\epsilon_{\text{DM}} = 3.74 [\text{photon.s}^{-1} M_\odot^{\text{DM}-1}]$, basé sur un modèle simple de formation stellaire.

4.2.2 Les classes de halos

Le modèle de formation stellaire indirect par les halos de matière noire nous permet de d'avoir un modèle de formation stellaire sur lequel nous pouvons agir. Il est possible de réguler le SFR en fonction du rayonnement et des propriétés du gaz, en particulier celui des halos. Pour considérer les halos comme sources de photons, et mettre en place la rétro-action radiative sur les sources, les halos ont été divisé en trois classes (Iliev et al., 2012) :

- Les mini-halos : en dessous de $10^7 M_\odot$, les halos ne peuvent pas former d'étoiles. En effet, la masse de ces halos n'est pas suffisante pour activer le refroidissement par l'hydrogène atomique, et le fond Lyman-Werner (LW) a dissocié tout leur hydrogène moléculaire. Ces halos ne pourront donc pas être des sources.
- Les halos peu massifs : entre $10^7 M_\odot$ et $10^9 M_\odot$ les halos sont suffisamment massif pour activer le refroidissement par l'hydrogène atomique et donc former des étoiles. Mais ce n'est possible que

s'ils ont de l'hydrogène atomique neutre. Si le gaz est ionisé ($x > x_{\text{seuil}}$), alors la formation stellaire est stoppée.

- Les halos massifs : au-dessus de $10^9 M_{\odot}$ les halos sont suffisamment dense pour écranter le rayonnement UV et conserver des régions neutres de formation stellaire. Ces halos peuvent donc former des étoiles de manière continue, ils sont donc immunisés à la rétro-action du rayonnement.

Ces trois classes sont à la base du modèle de rétro-action du rayonnement sur la formation stellaire. À chaque instant, les propriétés du gaz des halos sont examinées, leur SFR et leur émissivité sont ensuite ajustées.

4.2.3 Seuil d'ionisation de formation stellaire

Les halos de faible masse ne peuvent former des étoiles que si leur gaz est neutre. Pour cela, la valeur de la fraction d'ionisation du gaz du halo, x , est utilisée. Pour des raisons de simplicité, seule la cellule centrale du halo est utilisé. Il faut donc définir à partir de quel seuil d'ionisation le gaz ne peut plus former d'étoiles. Dans la majorité des cellules, l'évolution de la fraction d'ionisation est strictement monotone et croissante. De plus, la transition est rapide entre l'état neutre ($x = 0$) et complètement ionisé ($x = 1$). Considérer cette transition comme une marche est une approximation acceptable, dans ces cellules la valeur du seuil n'est pas importante. Par contre, dans les cellules les plus denses cette approximation n'est plus valable. En effet, elles ont la capacité de recombiner et refroidir fortement, ainsi, la valeur du seuil de formation aura une influence. Si les halos ont une densité de gaz suffisante, ils auront la possibilité de refroidir et recombiner pour pouvoir reformer des étoiles. En général, le gaz est considéré comme ionisé quand $x \geq 0.5$, ce sera la valeur fiducielle, mais nous avons aussi testé d'autres valeurs pour le paramètre : $x = 0.1$ et $x = 0.9$.

4.2.4 Comparaison du modèle semi-analytique avec les résultats de la simulation CoDa

J'ai mis en place ce modèle de sources ainsi que l'implémentation de la rétro-action dans ATON avant la réalisation et l'analyse des résultats de la simulation CoDa. CoDa simule la formation des galaxies pendant la reionisation en une seule fois, en prenant en compte le couplage rayonnement matière. Il est donc possible de comparer a-posteriori les modèles de sources et de rétro-action avec CoDa.

- Le taux de formation stellaire est surestimé dans le modèle semi-analytique (SAM), par rapport au SFR mesuré dans la simulation CoDa. Le SFR du modèle est défini par :

$$\text{SFR}_{\text{SAM}} = M_{\text{halos}} \times 10^{-10} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}, \quad (4.2)$$

alors que pour CoDa, en se basant sur une loi de puissance calibrée sur le SFR des halos massifs, immunisés à la reionisation :

$$\text{SFR}_{\text{CoDa}} \sim M_{\text{halos}}^{5/3} \times 10^{-18.4} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}. \quad (4.3)$$

L'erreur entre les deux est proportionnelle à $M_{\text{halos}}^{-2/3}$, ainsi, elle est faible pour les halos massifs, mais le SFR du modèle semi-analytique est surestimé d'un facteur ~ 5000 dans les plus petits halos ($10^7 M_{\odot}$, qui sont les halos limites du SAM, et qui ne sont pas résolu dans CoDa). La différence principale vient de l'exposant sur la masse de halo, qui dans le cas du SAM, stimule la production de photons aux plus petites masses par rapport à CoDa. Mais on sait aussi, que le SFR global de la simulation CoDa est sous-estimé par rapport aux observations.

- L'autre différence vient des valeurs seuils des classes de halos. Avec la simulation CoDa, les deux seuils sont augmentés d'un ordre de grandeur. Les mini-halos sont les halos en dessous de $10^8 M_{\odot}$, et les halos massifs au-dessus de $\sim 5 \times 10^9 M_{\odot}$.

- D'un point de vue qualitatif le modèle semi-analytique de formation stellaire et de rétro-action négative du rayonnement sur le gaz à le même comportement que la simulation CoDa. On retrouve bien la même discrimination en trois classes de halos que dans la simulation CoDa, avec les mini-halos qui ne forment pas d'étoiles, les halos de faible masse qui sont sensible à la Réionisation et les halos massifs qui sont immunisés. Mais d'un point de vue quantitatif, la SFR du SAM est trop forte par rapport à CoDa et les masses seuils sont plus faible d'un ordre de grandeur (le nombre de sources et donc trop grand). Mais ces deux différences se compensent, si la SFR est plus forte, la rétro-action négative le sera aussi, et les petits halos seront coupés rapidement, il y a donc une auto-régulation, qui fait que les simulations sont équivalentes.

4.3 Reionisation du Groupe Local

J'ai donc utilisé CUDATON avec le modèle de rétro-action radiatif sur les deux simulations CLUES (c.f. Sections 4.1 et 4.2). Il faut dans un premier temps projeter les particules de gaz de la simulation GADGET sur une grille pour être mis en entrée de CUDATON. Cette projection du gaz a été faite sur trois résolutions, 128^3 , 256^3 et 512^3 . La taille du zoom est de 11cMpc.h^{-1} , ce qui donne trois résolutions spatiales, 86ckpc.h^{-1} , 43ckpc.h^{-1} et 21.4ckpc.h^{-1} . Par la suite, seule l'étude des simulations à la plus haute résolution est détaillée. Ces simulations ont été utilisées dans l'étude de la géométrie de la Réionisation du Groupe Local et le gradient de redshift de réionisation dans les galaxies satellites à $z=0$ dans [Ocvirk et al. \(2014\)](#) (c.f. Section 4.3.1). Puis elles ont été utilisées dans l'étude et la recherche de plans de galaxies satellites autour de galaxies de type Andromède dans [Gillet et al. \(2015, 2016\)](#) (c.f. Section 7)

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à l'histoire de réionisation, et comment la rétro-action agit sur le nombre de galaxies et le SFR pendant la Réionisation. La Figure 4.1 présente les deux simulations de réionisation CLUES avec la résolution maximale, et un seuil d'ionisation de formation stellaire $x = 0.5$. Les deux simulations ont été faites de manière à avoir la même histoire de reionisation moyenne (panneau du haut). La percolation arrive à $z \sim 8$ dans les deux cas. Les panneaux du bas montrent l'histoire des halos qui sont considérés comme sources i.e. ceux qui hébergent des galaxies en train de former des étoiles. L'évolution générale des sources est la même entre les deux simulations. Le nombre de halos croît avec le temps, mais le nombre de halos sources commence à diminuer au moment de la percolation. L'arrivée des premiers halos massifs est tardive et achève la Réionisation.

La différence principale a déjà été discutée dans la Section 5.2.1. La masse du Groupe Local de S_2 est supérieure à celle de S_1 , le nombre de halos dans le zoom est donc plus grand. Ainsi, il y a plus de sources dans S_2 : pour obtenir la même histoire de reionisation moyenne, il a fallu diviser l'émissivité des sources par 4. Ce décalage du nombre de sources est bien visible sur les panneaux du bas :

- La courbe noire montre le nombre total de halos pouvant être une source. Il est clair que S_2 a beaucoup plus de sources potentielles que S_1 . À $z = 16$ elle a déjà 100 halos alors que la S_1 en a moins de 10.
- La courbe rouge présente le nombre de halos massifs, i.e., les halos immunisés contre la reionisation. Comme pour le nombre total de halos, le premier halo massif de S_2 arrive plus tôt. Le nombre de halos massifs augmente de manière continue (car immunisés à la Réionisation).
- La courbe bleue montre le nombre de halos de faible masse qui sont des sources de photons UV. Ces halos sont sensibles à la rétro-action radiative, c'est pour cela qu'ils ne sont pas tous allumés. Au début de la Réionisation, la majorité des halos de faible masse sont des sources. Mais au fur et à mesure que la Réionisation avance, les halos de faible masse se réionisent eux même et entre eux et s'éteignent donc. À partir du moment où les halos massifs apparaissent, le nombre de halos de faible masse source ne fait que diminuer, et à la fin de la Réionisation, quasiment tous les halos de faible masse ont arrêté de former des étoiles.
- Le seuil d'ionisation permet de contrôler la force de la rétro-action. Plus le seuil est haut ($x > 0.5$) est moins les sources seront éteintes, la Réionisation sera donc plus rapide (par rapport au seuil

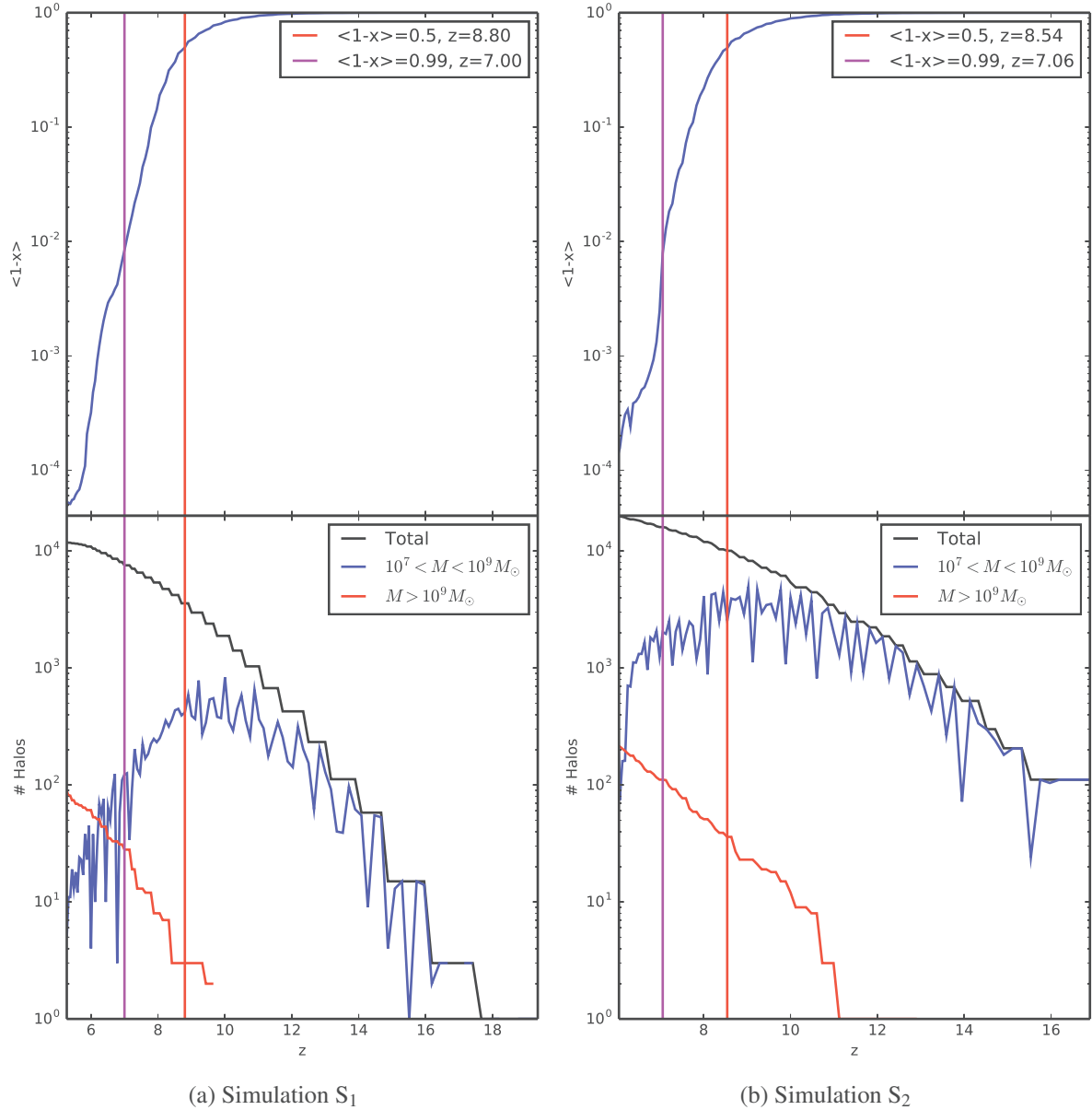


FIGURE 4.1 – Le panneau du haut montre la fraction de neutre de la zone haute résolution en fonction du redshift. Les deux barres verticales rouge et magenta indiquent la Réionisation moyenne à 50% et à 99%. Le panneau du bas montre le nombre de halos qui sont considérés comme des sources en fonction du redshift. La courbe noire indique le nombre total de halos pouvant former des étoiles. La courbe bleue est le nombre de halos de faible masse qui sont effectivement en train de former des étoiles et la rouge, le nombre de halos massifs, qui forment des étoiles en continu.

$x=0.5$), et à l'inverse, un seuil, un seuil faible ($x<0.5$) imposera une coupure très forte sur les halos et la Réionisation sera retardée.

La Réionisation a donc stoppé la formation stellaire dans la grande majorité des halos de faible masse (entre $10^7 M_{\odot}$ et $10^9 M_{\odot}$). Mais se sont ces halos qui commencent la Réionisation et l'amènent jusqu'à 50%, alors que les halos massifs apparaissent tardivement pour achever la Réionisation jusqu'à une fraction de neutre de $\sim 10^{-4}$.

4.3.1 Ocvirk et al. (2014)

L'étude de la Réionisation du Groupe Local est faite sur la simulation S_1 , avec différents modèles de sources, d'émissivité et de rétro-action. Le modèle fiduciel utilise les halos comme sources avec une émissivité moyenne et le modèle de rétro-action présenté précédemment. Quatre émissivités différentes ont aussi été testées (plus ou moins fortes).

L'analyse porte sur la comparaison entre le redshift de réionisation (z_r) et la position des galaxies satellites à $z=0$. Le redshift de réionisation d'un halo est le redshift auquel l'état d'ionisation du gaz du halo passe 50%.

- Dans tous les cas d'émissivité on trouve un gradient entre la distance de la galaxie satellite à l'hôte à $z=0$ et son redshift de réionisation. Plus le satellite est loin de la galaxie centrale, plus il est réionisé tardivement. Ce gradient est dû à la géométrie de la Réionisation imposée par l'hôte. En effet, la galaxie centrale va provoquer une réionisation de l'intérieur vers l'extérieur.
- La valeur du gradient dépend de l'émissivité de source. Plus les sources sont fortes plus la Réionisation est rapide et la pente devient quasiment nulle. À l'inverse, dans le scénario avec la plus faible émissivité, la différence entre la Réionisation du satellite le plus interne et le plus externe est de 180 millions d'années. Cette différence peut induire des différences dans les propriétés de ces galaxies.
- Dans le cas d'émissivités plus fortes, il arrive que la Réionisation des hôtes ne soit pas uniquement interne. Par exemple, M31 réionise une partie du progéniteur de la Voie Lactée, ou Virgo réionise une partie du progéniteur du Groupe Local. Dans le cas d'une réionisation externe, le gradient de redshift de réionisation devient presque plat.

Cette analyse de la Réionisation des galaxies satellites peut être utilisée dans les modèles semi-analytiques de formation de galaxies et de population de galaxies satellites. Elle permettrait de prendre en compte avec une géométrie réaliste les effets de la Réionisation autour des galaxies hôtes.

THE REIONIZATION OF GALACTIC SATELLITE POPULATIONS

P. OCVRK¹, N. GILLET¹, D. AUBERT¹, A. KNEBE², N. LIBESKIND³, J. CHARDIN¹, S. GOTTLÖBER³, G. YEPES², AND Y. HOFFMAN⁴

¹ Observatoire Astronomique de Strasbourg, Université de Strasbourg, CNRS UMR 7550, 11 rue de l'Université, F-67000 Strasbourg, France

² Grupo de Astrofísica, Departamento de Física Teórica, Modulo C-8, Universidad Autónoma de Madrid, Cantoblanco E-280049, Spain

³ Leibniz-Institute für Astrophysik Potsdam (AIP), An der Sternwarte 16, D-14482 Potsdam, Germany

⁴ Racah Institute of Physics, Hebrew University, Jerusalem 91904, Israel

Received 2014 May 29; accepted 2014 August 4; published 2014 September 19

ABSTRACT

We use high-resolution simulations of the formation of the local group, post-processed by a radiative transfer code for UV photons, to investigate the reionization of the satellite populations of an isolated Milky Way–M31 galaxy pair in a variety of scenarios. We use an improved version of ATON which includes a simple recipe for radiative feedback. In our baseline models, reionization is initiated by low-mass, radiatively regulated halos at high redshift, until more massive halos appear, which then dominate and complete the reionization process. We investigate the relation between reionization history and *present-day* positions of the satellite population. We find that the average reionization redshift (z_r) of satellites is higher near galaxy centers (MW and M31). This is due to the inside out reionization patterns imprinted by massive halos within the progenitor during the epoch of reionization, which end up forming the center of the galaxy. Due to incomplete dynamical mixing during galaxy assembly, these early patterns survive to present day, resulting in a clear radial gradient in the average satellite reionization redshift, up to the virial radius of MW and M31 and beyond. In the lowest emissivity scenario, the outer satellites are reionized about 180 Myr later than the inner satellites. This delay decreases with increasing source model emissivity, or in the case of external reionization by Virgo or M31, because reionization occurs faster overall and becomes spatially quasi-uniform at the highest emissivity.

Key words: cosmology: theory – galaxies: formation – galaxies: high-redshift – intergalactic medium – methods: numerical – radiative transfer

Online-only material: color figures

1. INTRODUCTION

In the last decade, the epoch of reionization (hereinafter EoR) has received increasing attention. Most observational works now seem to converge on reionization beginning as early as $z = 15$ (Kogut et al. 2003) and finishing around $z = 6$ (Fan et al. 2006), in apparent agreement with theoretical predictions (Haardt & Madau 2011). The EoR also affects the way galaxies form: it has been suggested that the rising metagalactic UV radiation field is responsible for photo-evaporating the gas of low-mass galaxies (Gnedin 2000; Hoefl et al. 2006; Benitez-Llambay et al. 2014), shutting down or delaying their star formation in the first billion years of the universe. This process could provide a credible solution to the “missing satellites problem” (Klypin et al. 1999; Moore et al. 1999) by inhibiting star formation in low-mass galaxies at early times (Bullock et al. 2000; Benson et al. 2002a, 2002b, 2003). In this framework, a number of simple semi-analytical models (hereinafter SAMs) have been shown to reproduce well the satellite population of the Milky Way (hereinafter MW), such as Kroupa et al. (2009), Muñoz et al. (2009), Busha et al. (2010), Macciò et al. (2010), Li et al. (2010), and Font et al. (2011). They suggest that the ultra-faint dwarf galaxies (hereinafter UFDs) discovered by the Sloan Digital Sky Survey (Martin et al. 2004; Willman & et al. 2005; Zucker et al. 2006; Belokurov & et al. 2007; Irwin & et al. 2007; Walsh et al. 2007) are effectively reionization fossils, living in sub-halos of about 10^6 – $10^9 M_\odot$. More recently, Ocvirk & Aubert (2011, 2012) showed that the structure of the UV background during reionization has a strong impact on the properties of the satellite population of galaxies. In particular, they showed that an internally driven reionization led to significant changes in the radial distribution of satellites. It is therefore of prime

importance to determine how central, or, on the contrary, how uniform, the UV field is within a MW progenitor during reionization in a realistic setting. This is what the authors set out to determine in Ocvirk et al. (2013; hereinafter Paper I). Due to the adequate spatial resolution of their radiative transfer (hereinafter RT) simulation ($\Delta x = 21 h^{-1}$ kpc), they were able to investigate the development and propagation of the ionization fronts (hereinafter I-front) within a typical Milky Way galaxy progenitor. They found that the process is patchy and dominated by a few (one to four) major regions expanding, percolating, and finally filling the whole volume of the progenitor. The amount of structure in the process depends on the ionizing sources emissivity, and the patchiest reionization is obtained for the lowest emissivity. Within this picture, it becomes clear that the reionization redshift of a satellite depends on its position within the galaxy progenitor.⁵ In particular, a future satellite that is close to the most massive halo of the MW progenitor is likely to reionize earlier than its more distant counterparts. Therefore, it is reasonable to expect that the properties of the satellites will be correlated with their position at reionization. In this paper, we ask the following questions. Do these correlations survive down to present times? Should we expect the satellite properties to be correlated in some way with their $z = 0$ distance to the MW's center, for instance? From reionization to present times, the MW progenitor undergoes 12.7 Gyr of dynamical evolution, sometimes violent, thereby blurring the dynamical memory of the system. This process is expected to also blur or smoothen

⁵ Here the progenitor is defined as the volume containing all the particles that end up within 300 kpc of the MW center at $z = 0$, as in Ocvirk et al. (2013). Therefore, any MW satellite progenitor is already contained in the MW progenitor at high z .

any correlation between satellite properties and their position. However, evolving gravitational collisionless systems are known to retain *some form* of memory of their past configuration due to Liouville’s theorem (Binney & Tremaine 1987). This kind of memory in gravitationally driven evolution is widely acknowledged and described at cosmological scales (Crocco & Scoccimarro 2006) and intergalactic scales (Zaroubi et al. 1996; Aubert et al. 2004; Knebe et al. 2008; Libeskind et al. 2012). At galactic scales this memory is at the basis of galactic archeology (Helmi & White 1999). Therefore, is it possible that some correlation between reionization history and position within the MW survives today? In this paper, we aim to answer this question by analyzing simulations of the reionization of the local group in terms of the relation between a satellite’s reionization history and its position within the MW halo at $z = 0$. Moreover, the present study brings an important improvement in our radiative transfer scheme, which now includes a simple recipe for radiative feedback, in the spirit of Iliev et al. (2007). The paper is organized as follows: first we describe the simulation used and radiative transfer postprocessing technique (Section 2). We then proceed to our results (Section 3), and discuss them (Section 4), before presenting our conclusions.

2. METHODOLOGY

The methodology of this study is similar to Paper I, but features an improved radiative transfer scheme, accounting for radiative feedback suppressing star formation in low-mass halos.

2.1. The CLUES Simulation

The simulation used in this work was performed in the framework of the CLUES project (Gottlöber et al. 2010).⁶ It was run using standard Lambda cold dark matter initial conditions assuming a *WMAP3* cosmology (Spergel et al. 2007), i.e., $\Omega_m = 0.24$, $\Omega_b = 0.042$, $\Omega_\Lambda = 0.76$. A power spectrum with a normalization of $\sigma_8 = 0.73$ and a $n = 0.95$ slope was used. The PMTree-SPH MPI code GADGET2 (Springel 2005) was used to simulate the evolution of a cosmological box with a side length of $64 h^{-1}$ Mpc. Within this box, a model Local Group that closely resembles the real Local Group was identified using a 1024^3 particle run (see Libeskind et al. (2010)). This Local Group was then re-sampled with 64 times higher-mass resolution in a region of $2 h^{-1}$ Mpc about its center giving an equivalent resolution of 4096^3 particles, i.e., a mass resolution of $m_{\text{dm}} = 2.1 \times 10^5 h^{-1} M_\odot$ for the dark matter and $m_{\text{gas}} = 4.42 \times 10^4 h^{-1} M_\odot$ for the gas particles. For further details, we refer the reader to Gottlöber et al. (2010). The feedback and star formation prescriptions of Springel & Hernquist (2003) were used. Outputs are written on average every 30 Myr. The simulation starts at $z = 50$. As it runs, dark matter and gas collapse into sheets and filaments, extending between halos, as comprehensively described in Ocvirk et al. (2008); Codis et al. (2012); Hoffman et al. (2012); Libeskind et al. (2012). These feed proto-galaxies which then start forming stars. It includes a uniform rising UV cosmic background generated from quasi-stellar objects and active galactic nuclei (AGNs; Haardt & Madau 1996), switched on at $z = 6$. Therefore, the radiative transfer computations that we perform will be valid only at earlier times. We will see that this is not a problem, since our models always achieve complete reionization before $z = 6$. This simulation has been used to investigate a number

of properties of galaxy formation at high resolution (Forero-Romero et al. 2011; Knebe et al. 2011a, 2011b; Libeskind et al. 2011a, 2011b). Besides being a well-studied simulation, the advantage of this data set for the present study is twofold. First of all, it produces a fairly realistic local group at $z = 0$: the MW and M31 are in the correct range of masses and separation. Second, its mass resolution in the zoomed region allows us to resolve the $10^7 h^{-1} M_\odot$ halos. This is of crucial importance in reionization studies since they are the most numerous sources of UV photons.

2.2. Radiative Post-processing

2.2.1. ATON

ATON is a post-processing code that relies on a moment-based description of the radiative transfer equations and tracks the out-of-equilibrium ionizations and cooling processes involving atomic hydrogen (Aubert & Teyssier 2008). Radiative quantities (energy density, flux, and pressure) are described on a fixed grid and evolved according to an explicit scheme under the constraint of a Courant–Friedrich–Lewy condition (hereafter CFL). The simulations presented in this work used a mono-frequency treatment of the radiation with a typical frequency of 20.27 eV for 50,000 K blackbody spectrum. Because of the high resolution of the CLUES simulation, we do not make any correction for the clumping, as was done for the largest boxes of Aubert & Teyssier (2010). ATON has been ported on multi-GPU architecture, where each GPU handles a Cartesian sub-domain and communications are dealt using the MPI protocol (Aubert & Teyssier 2010). By achieving an x80 acceleration factor compared to CPUs, the CFL condition is satisfied at high resolution within short wallclock computing times. As a consequence, no reduced speed of light approximation is necessary and it may be of great importance for the timing arguments of the local reionization discussed hereafter. Along the course of this work, simulations were run on segments of 8–64 GPUs on the Titane and Curie machines of the CCRT/CEA supercomputing facility, with typically 160,000 radiative timesteps performed in 37 hr.

The postprocessing approximation has potentially important consequences on our results, as discussed, for instance, in Baek et al. (2009) and Frank et al. (2012). While the temperature of the gas is consistently followed by ATON, the gas density is “frozen” to that given by the smoothed particle hydrodynamics (SPH) simulation snapshots. This means that our scheme does not allow for photo-evaporation, however, we do include a simple recipe for the effect of photo-heating of the baryons in halos, resulting in suppression of star formation in low-mass halos, in the spirit of Iliev et al. (2007). More details are given in Section 2.2.4. By design, self-shielding is also accounted for and results in a later reionization of sourceless high-density regions, such as mini-halos or the cold gas filaments.

2.2.2. Field Setup

The gas density field is projected onto a 512^3 grid of 11 comoving h^{-1} Mpc side. The center of the grid is the barycenter of all the particles which end up within $300 h^{-1}$ kpc of the MW at $z = 0$. This setup gives us a spatial resolution of $\Delta x = 21 h^{-1}$ kpc. The sources are projected on the same grid. As explained in Section 2.1, the CLUES simulation uses a zoom technique, with a high- and low-resolution domains. The high-resolution (hereafter HR) domain contains the objects of interest (MW and M31), and is described with dark matter, gas, and star particles. At 512^3 resolution, all grid cells contain at least one

⁶ <http://www.clues-project.org>, seed number 186592.

Table 1
Properties of the Models Used

| (1) Model Name | (2) Source Criterion | (3) Rad. Feedb. | (4) Emissivity (photons s ⁻¹ per h ⁻¹ M _⊙) | (5) z _r ^m | | (6) Δz _{0.1} ^{0.9} | | (7) Δt (Myr) | |
|----------------------|--|-----------------------|--|------------------------------------|------|---|------|-----------------|-----|
| | | | | MW | M31 | MW | M31 | MW | M31 |
| H1e43 UVfb | T _{vir} > 10 ⁴ K | Yes | 1.4 × 10 ⁴³ | 8 | 8.1 | 2.9 | 2.81 | 267 | 252 |
| H7e43 UVfb | T _{vir} > 10 ⁴ K | Yes | 6.8 × 10 ⁴³ | 10.5 | 10.7 | 2.48 | 2.42 | 126 | 120 |
| H7e43 NOfb | T _{vir} > 10 ⁴ K | No | 6.8 × 10 ⁴³ | 11 | 11.2 | 2.25 | 2.28 | 103 | 101 |
| H7e44 UVfb | T _{vir} > 10 ⁴ K | Yes | 6.8 × 10 ⁴⁴ | 13.1 | 13.3 | 3.27 | 2.14 | 98 | 66 |
| SPH | ... | No | 6.3 × 10 ^{45*} | 9 | 9.4 | 2.72 | 2.34 | 202 | 159 |
| H44 SNfb | M > 10 ⁹ h ⁻¹ M _⊙ | No | 4.08 × 10 ⁴⁴ | 9.1 | 9.7 | 0.55 | 0.32 | 43 | 22 |

Notes. Column 2 gives the criterions of the source models, used to mimic Lyman–Werner and supernova feedback. Column 3 takes the value “yes” for models with radiatively regulated star formation, and “no” otherwise. Column 4 gives the halo emissivity per solar mass of dark matter halo, except for the SPH model where the emissivity is given per mass of young stars (<30 Myr, i.e., the duration between two snapshots of the SPH simulation), hence the * superscript. In all cases, the emissivity is given *after* accounting for an escape fraction $f_{\text{esc}} = 0.2$. Column 5 gives the reionization redshift of the MW and M31 progenitors for each model, i.e., the time when the mass-weighted ionized fraction of the progenitor reaches 0.5. Column 6 gives the duration of the progenitors’ reionization as the time spent to increase the mass-weighted ionized fraction $\langle x \rangle^m$ from 0.1 to 0.9. Column 7 gives this duration in megayears. The first four models are our baseline models, and the fifth is taken from [Paper I](#).

gas particle in the HR region in the highest redshift snapshot ($z = 19.5$). On the other hand, the low-resolution (hereafter LR) domain does not have any SPH particle. Therefore, we set the gas density in the low-resolution domain to $\rho_{\text{LR}} = 10^{-2}\rho_{\text{C}}$, where ρ_{C} is the critical density of the universe. The LR region does not contain any stars either. Photons reaching the HR/LR boundary region just leave the local group and quickly reach the edges of the computational box. There, we use transmissive boundary conditions, i.e., light just exits the box.

2.2.3. Ionizing Sources

Our model is based on dark matter halo catalogues produced using the Amiga halo finder⁷ (Gill et al. 2004; Knollmann & Knebe 2009). We keep only the halos that have 100% of their mass in high-resolution dark matter particles. Dwarf galaxies of the early universe are subject to a wide range of feedback processes beyond photo-evaporation by a UV background. Although our code does not allow for live self-regulation of the sources, we tried to account for the influence of at least some of the relevant feedback processes. We use a constant $f_{\text{esc}} = 0.2$, which is among values allowed by recent studies on the UV continuum escape fraction of high- z galaxies (Wise & Cen 2009; Razoumov & Sommer-Larsen 2010; Yajima et al. 2011; Wise et al. 2014). We neglect any possible AGN-phase of our emitters. Such sources could already be in place in rare massive proto-clusters during reionization (Dubois et al. 2011, 2012), and contribute to the cosmic budget of ionizing photons (Haardt & Madau 2011), but they are beyond the scope of the present study. The properties of our source models are summarized in Table 1.

As in [Paper I](#), we consider that all halos with a virial temperature $T_{\text{vir}} < 10^4$ K are unable to form stars due to the Lyman–Werner background dissociating H₂, the only coolant of pristine hydrogen gas at these masses (Barkana & Loeb 2001; Ahn et al. 2009). More details are given in [Paper I](#). In essence, we consider only halos with $T_{\text{vir}} > 10^4$ K as UV sources.

We assign an instantaneous star formation rate to each halo, assuming $\text{SFR} \propto M$. However, since the total emissivity of a given halo depends on its mass times the star formation efficiency times the emissivity times the escape fraction and

is therefore degenerate with respect to the last three parameters, it suffices to set the global emissivity of our models.

We also re-use two models of [Paper I](#): SPH and H44 (SPH and H44 SNfb in Table 1) in order to investigate the impact of an alternative source modeling (see Section 3.1.2) and a case of external reionization of the MW by M31 (see Section 4.1).

A summary of the properties of our models is given in Table 1. The emissivities are given in photons s⁻¹ per h⁻¹ M_⊙ of dark matter halo and per h⁻¹ M_⊙ of young stars (<30 Myr). While this duration is larger than the typical 10 Myr used for the lifetime of massive, UV-bright stars, it is imposed by the temporal spacing between two snapshots of the SPH simulation which produced the star particles. This is equivalent to smoothing the star formation history of the simulation over 30 Myr, and this is not likely to affect our results.

The adopted emissivities give reionization redshifts for the local group galaxies progenitors between 8 and 13, i.e., well within the range allowed by observations (Fan et al. 2006) and large-scale simulations such as Alvarez et al. (2009).

2.2.4. Simple Radiative Feedback

In a fully coupled radiative-hydrodynamics simulation, the gas field reacts to the photo-heating, and can result in the dispersion of low-mass gas structures (Shapiro et al. 2004; Iliev et al. 2005, 2009). This should induce a form of self-regulation of star formation and therefore emissivity by shutting off sources in the ionized low-mass halos, as shown in Iliev et al. (2007). Even though a small number of coupled galaxy formation codes have recently been built (Petkova & Springel 2011; Rosdahl & Blaizot 2012; Finlator et al. 2011; Wise & Abel 2011), at the moment no application to the formation of the local group in a zoom simulation such as the CLUES data set we use here has been performed, mainly because of the very large computational cost involved.

In order to account for this effect in our semi-analytical model, we divide our sources into two classes.

1. *Low-mass, radiatively regulated halos.* These are massive enough not to be suppressed by Lyman–Werner background, i.e., they are atomically cooling halos ($T_{\text{vir}} > 10^4$ K), but are still sensitive to photo-heating. Using coupled radiative-hydrodynamical numerical simulations, Pawlik et al. (2013) showed that above $10^9 M_{\odot}$, a

⁷ <http://popia.ft.uam.es/AHF>

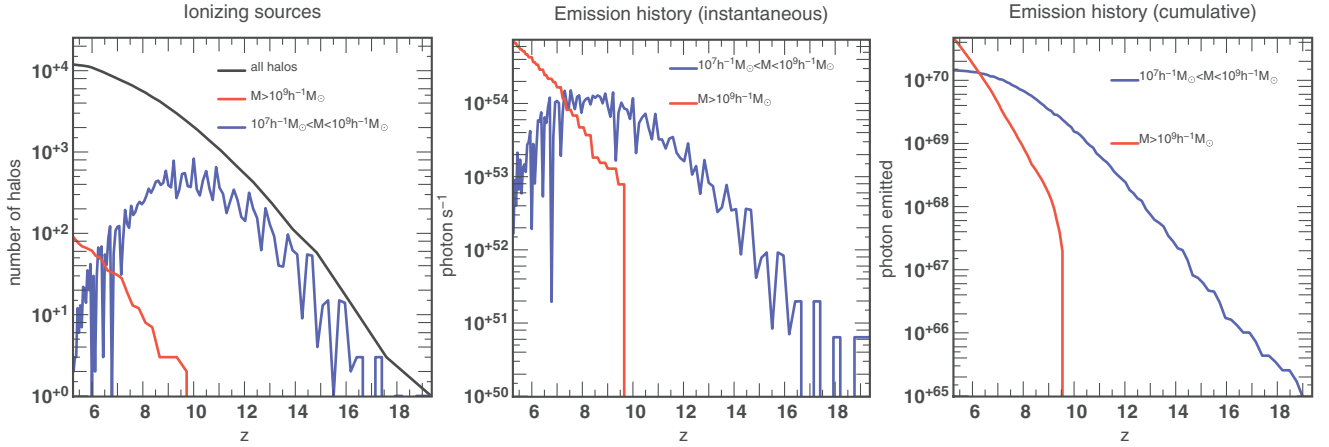


Figure 1. Illustration of the radiative feedback model for the sources. Left: number of ionizing sources in the box. Middle: total emissivity of the low-mass and high-mass halos with time. Right: time-integrated emission history of the low-mass and high-mass halos.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

proto-galaxy is able to self-shield and is dense enough that it is no longer affected by radiative feedback. We use this value as the upper mass of the low-mass, radiatively regulated halos class. These halos are UV sources only when the ionized fraction of their cell is smaller than $x_{\text{supp}} = 0.5$. In this “neutral” state, they will form stars at some prescribed rate, which will live for 10 Myr. As a result, they undergo radiatively driven cycles of star formation (photo-heating, suppressed star formation, cooling + recombination, star formation) and therefore can turn on and off several times through the course of the simulation. This results in the oscillations seen in Figure 1.

2. *High-mass, self-shielding star forming halos.* These objects are massive enough ($>10^9 M_{\odot}$) to keep forming stars even when their cell is completely ionized. We know from high-resolution simulations such as Pawlik et al. (2013) that such halos are able to self-shield, but we do not have the spatial resolution in our RT simulation to resolve the shielded region. Therefore, we consider that such massive halos will continue forming stars even if the RT cell in which they reside is completely ionized. Therefore, these halos are UV-bright throughout the simulation.

The basic behavior of this model is illustrated in Figure 1 for a H7e43 UVfb model. For this example only, a 256^3 grid was used instead of 512^3 , but the basic behavior is identical to the higher-resolution 512^3 runs of the rest of the paper. In this example, the box reionizes at $z \sim 6$. The left panel shows the number of ionizing sources. The blue line shows the number of active low-mass halos. At high redshift, it is close to the total number of halos (low and high masses), but radiative self-regulation suppresses a fraction of the low-mass halos, giving rise to the oscillations. The volume-filling fraction of these halos and their Stromgren spheres increases rapidly with decreasing redshift, and at $z \sim 12$, some of them start to overlap, leading to an increasing offset between the maximum of emitting low-mass halos and the total number of halos (i.e., a smaller and smaller fraction of the low-mass halos is a source). This becomes even more marked by $z \sim 10$, where the first high-mass halos, immune to radiative feedback, start to appear. Their Stromgren spheres rapidly expand, suppressing star formation in nearby low-mass halos until the latter are almost totally shut down. The high-mass sources finally outnumber the low-mass

sources at $z \sim 6$. However, due to their high mass and therefore larger photon output (and considering a constant f_{esc} for all halo masses), they outshine the low-mass halos as early as $z \sim 7$, as shown by the middle panel of Figure 1. This evolution is similar to that reported in Iliev et al. (2007) and Wise et al. (2014), where low-mass galaxies are responsible for initiating reionization at high redshift, but are gradually radiatively suppressed by the more massive halos insensitive to the UV background which finally outshine them. However, since they appear earlier, the cumulated photon output of the low-mass halos through cosmic history is actually comparable to that of the massive halos at the time of overlap, although the universe is kept ionized by the high-mass halos afterward. The time at which the cumulated photon output of the two classes of halos are equal actually depends on source emissivity. The suppression of low-mass sources reduces the overall emission of UV photons through cosmic time. As a result, models with UV feedback (“yes” in Column 3 of Table 1) should reionize slower than models without UV feedback. This is confirmed, for instance, by the reionization timings (Columns 5–7 of Table 1) of model H7e43 UVfb versus model H7e43 NOfb (same emissivity but without feedback, therefore more sources active at any given time). In the former, the MW reionizes at $z = 10.5$, while in the latter, it reionizes at $z = 11$. The same holds for M31.

3. RESULTS

In this section, we check the good behavior of our RT scheme with radiative feedback using classical Eulerian reionization maps. Then we introduce the Lagrangian reionization map technique, using dark matter halos as tracers. We then turn to computing the reionization histories of the satellite populations of MW and M31 and show that they also depend on satellite positions.

In general, the Eulerian reionization maps we obtain, shown in Figure 2, are rather similar to those of Paper I, however, with slightly more small-scale structures at a given emissivity. For instance, the low-emissivity scenario H1e43 UVfb has much more small-scale structures than the low-emissivity scenario of Paper I. In particular, there are a number of small early-reionized bubbles ($100\text{--}200 h^{-1} \text{kpc}$) across at some distance from the main patches of each progenitor, as well as outside of the progenitors. These are produced by small self-regulated

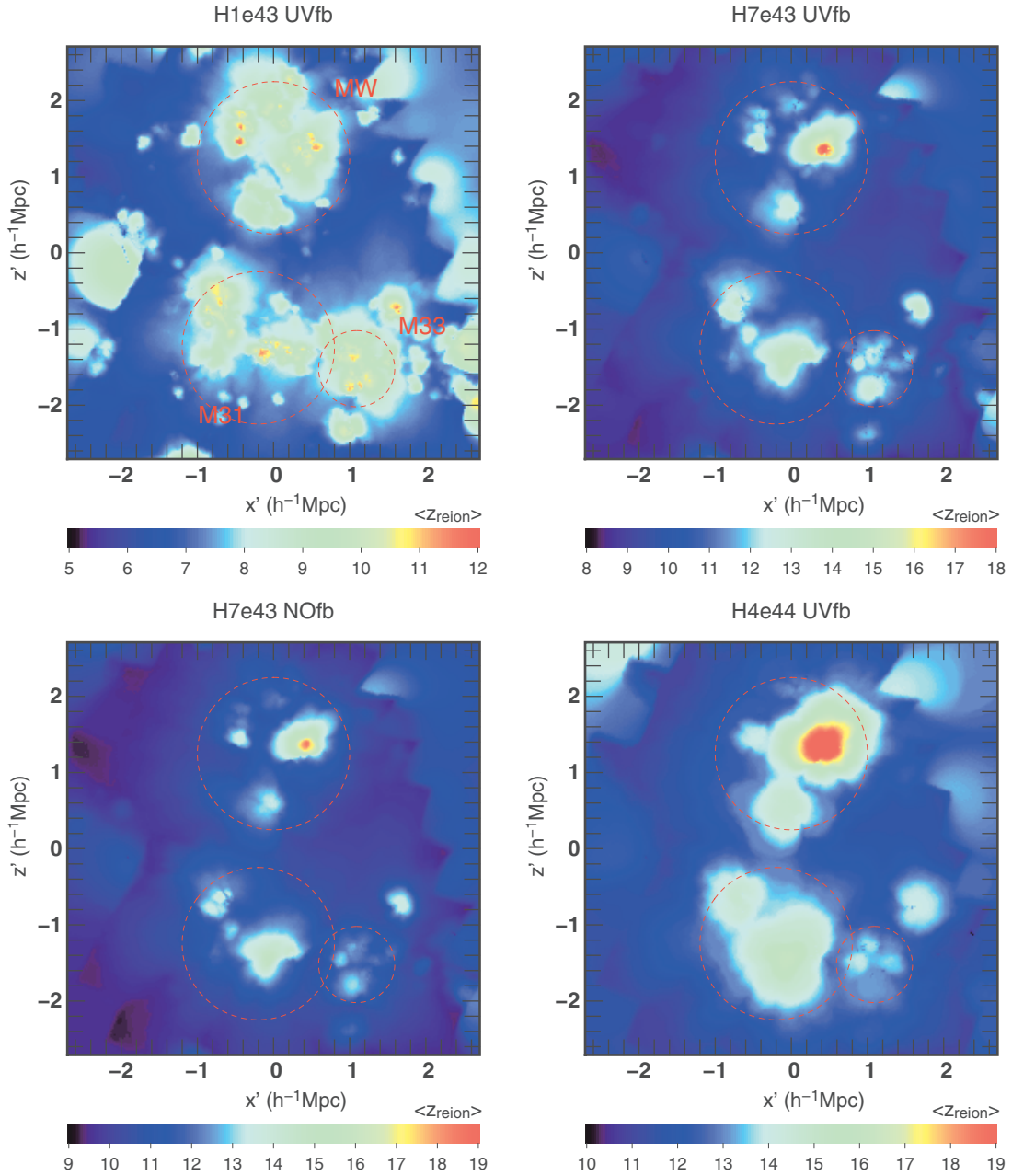


Figure 2. Reionization maps of the local group of galaxies for our four baseline models. The simulation domain has been cut in the plane containing the centers of M31, M33, and the MW. The maps are obtained as the average z_r of a slab of $0.2 h^{-1} \text{Mpc}$ thickness centered on this plane. The color codes the reionization redshift of each cell. The red dashed circles show the approximate location of the progenitors of the three major local group galaxies (top middle: MW; bottom middle: M31; bottom right: M33). The square artifacts in the corners are due to the transition from the high- to low-resolution domains of the SPH simulation.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

halos in low-density intergalactic medium (IGM): they turn on, ionize their neighborhood, and self-suppress, therefore turning off. However, the density of the IGM in these regions is too low for the gas to recombine and a unique episode of star formation in these low-mass halos is enough to produce these small patches in the map. The H7e43 UVfb and H7e43 NOfb allow us illustrate the impact of the feedback recipe on the reionization map: again, the maps are very similar, except that the model with UV feedback reionizes slightly later, and has more small scale structures. This is not surprising: feedback reduces overall emissivity, and Paper I showed that reducing emissivity leads to later reionization and more small-scale structures. Moreover, the H4e44 UVfb model, with the highest emissivity, also shows

the smallest degree of small-scale structures, in agreement with Paper I. This validates our understanding of the behavior of our model with feedback. Finally, we see that the addition of UV feedback does not change the basic conclusions of Paper I, which is that the MW and M31 appear to reionize in isolation within the emissivities considered here.

3.1. Lagrangian Reionization Maps

3.1.1. Dark Matter Halos and Particles as Tracers

In order to investigate the evolution and the possible survival of the structures seen in the reionization maps during the progenitor's collapse and galaxy assembly, we build Lagrangian

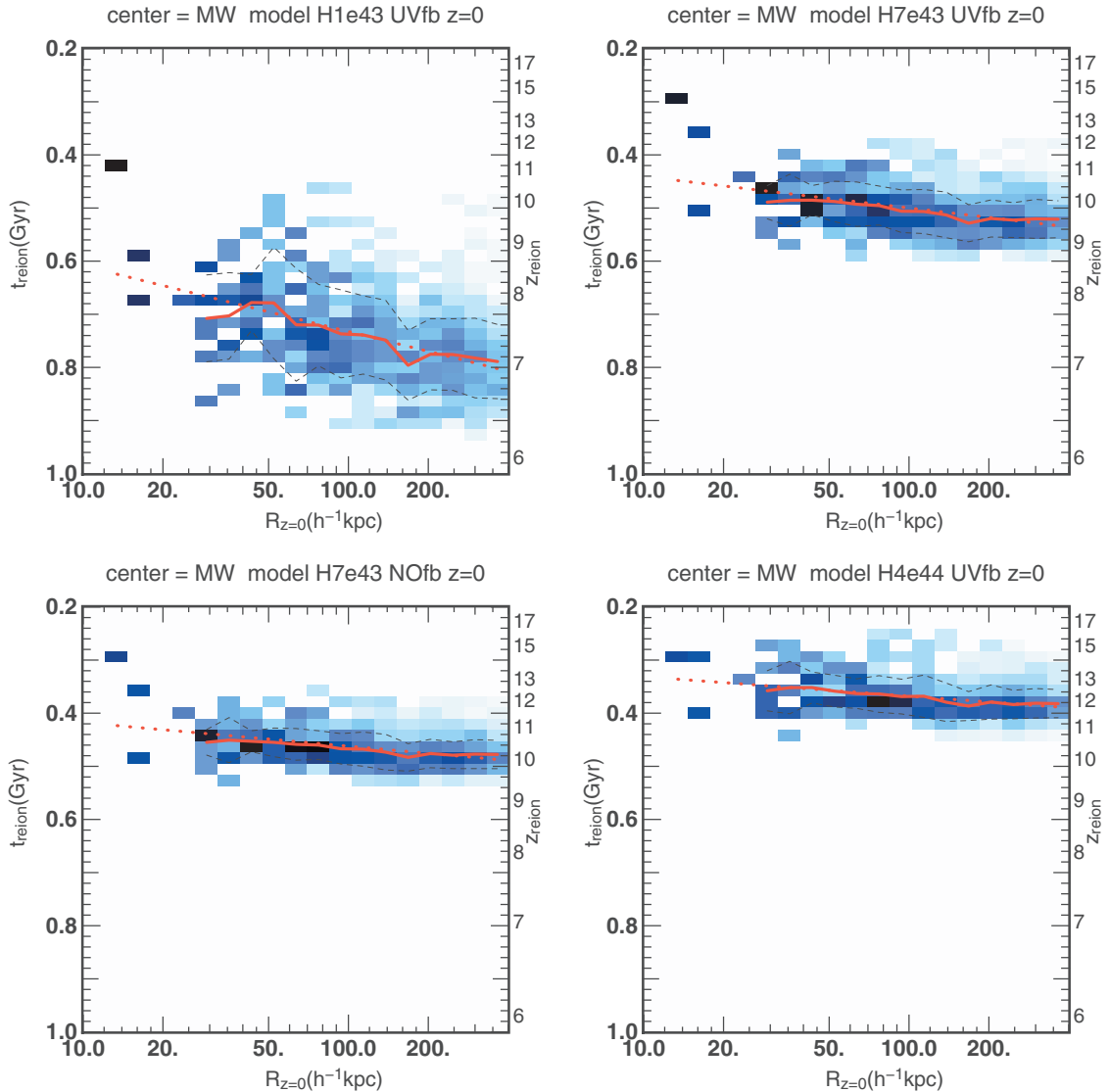


Figure 3. Distribution of the reionization redshifts of the MW satellite halos as a function of position at $z = 0$. The color codes the relative number of satellites in each cell, with each radial bin normalized by a fit to the number of satellites per bin. For instance, the darkest inner cells contain only one satellite each. The red solid line shows the average satellite z_r for each radial bin, and the black thin dashed lines the dispersion of z_r . The red dotted line shows the linear fit to the average, with parameters given in Table 2.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

reionization maps. Contrary to the Eulerian reionization maps, which are grid-based, Lagrangian reionization maps use the dark matter halos or particles of the simulation as tracers. In each snapshot, we assign to the particles the x_{ion} of the cell in which the particle resides. This yields for each particle a reionization history, from which we define a reionization redshift for each particle as the last redshift where $x_{\text{ion}} < 0.5$. Since we are interested in understanding the impact of patchy reionization on the satellite population, we select halos with a mass between $10^7 - 10^9 h^{-1} M_{\odot}$ at $z = 0$, i.e., the mass range expected for ultra-faint dwarfs halos (Ocvirk & Aubert 2011). This low-mass satellite population is supposed to be the most sensitive to photo-heating. More massive satellites, such as Large Magellanic Cloud or Small Magellanic Cloud, are not affected by reionization since they are still forming stars today. This is why we restrict ourselves to the low-mass satellite population. Note that we only consider the surviving satellites at $z = 0$ and not the disrupted ones. We compute reionization

redshift of a $z = 0$ dark matter halo as the average reionization redshift of its core dark matter particles ($< 0.1 R_{\text{vir}}$), so as to minimize contamination by background particles. We can then produce Lagrangian reionization maps at any redshift. The main novelty of such maps is that they account by construction for the dynamical evolution of the system down to the epoch of interest. In particular, unlike Eulerian reionization maps, they allow us to investigate the structure of the reionization history of the MW at $z = 0$.

3.1.2. Radial Reionization Maps

We computed the reionization redshifts of the $z = 0$ surviving dark matter halos of the MW and M31 for our four baseline models. We then investigate the relation between the halo positions at $z = 0$ and their reionization redshifts (z_r) and reionization times (t_r , with the Big Bang as origin $t_r = 0$), by means of the z_r —distance to the MW center distribution shown in Figure 3.

Table 2
Properties of the z_r Gradient of Surviving Halos at $z = 0$, Measured in MW and M31 for Our Six Models

| (1) Model Name | (2) Emissivity (photons/s/ $h^{-1} M_\odot$) | (3) Gal. Prog. | (4) Center | | (5) Gradient | | (6) Dispersion | |
|----------------------|---|----------------------|--------------------------------|-----------------------|---------------------------------------|-----------------------------------|------------------------|---------------|
| | | | $t_r^{1 \text{ kpc}}$ (Myr) | $z_r^{1 \text{ kpc}}$ | $dt_r/d \log R$ (Myr dex $^{-1}$) | $dz_r/d \log R$ (dex $^{-1}$) | $\sigma(t_r)$ (Myr) | $\sigma(z_r)$ |
| H1e43 UVfb | 1.4×10^{43} | MW | 484 | 9.84 | 123 | 1.109 | 65 | 0.56 |
| | | M31 | 515 | 9.47 | 111 | 0.963 | 64 | 0.57 |
| H7e43 UVfb | 6.8×10^{43} | MW | 381 | 12.14 | 59 | 1.034 | 34 | 0.55 |
| | | M31 | 358 | 12.23 | 69 | 1.076 | 36 | 0.56 |
| H7e43 NOfb | 6.8×10^{43} | MW | 373 | 12.39 | 44 | 0.874 | 26 | 0.49 |
| | | M31 | 351 | 12.58 | 52 | 0.936 | 29 | 0.51 |
| H7e44 UVfb | 6.8×10^{44} | MW | 294 | 14.59 | 36 | 1.006 | 30 | 0.82 |
| | | M31 | 277 | 14.81 | 44 | 1.109 | 27 | 0.68 |
| SPH | $6.3 \times 10^{45*}$ | MW | 458 | 10.52 | 85 | 1.005 | 57 | 0.63 |
| | | M31 | 411 | 10.9 | 99 | 1.094 | 61 | 0.68 |
| H44 SNfb | 4.08×10^{44} | MW | 570 | 9.08 | 0 | 0.003 | 27 | 0.3 |
| | | M31 | 448 | 10.59 | 41 | 0.503 | 23 | 0.27 |

Notes. For the SPH model the emissivity is given per mass of young stars hence the * superscript. Columns 4 and 5 are related to the linear fit to the average reionization redshift or time shown in the halo Lagrangian reionization maps. Column 5 gives the slope of the reionization redshift gradient, while Column 4 gives the central value. These are explicated in Equation (1). Column 6 gives the dispersion of reionization redshifts around the fit.

Inside out reionization of the satellite population. Let us for this paragraph consider the H1e43 UVfb model (top left panel of Figure 3). Most of the MW sub-halos reionize between $z = 6$ and $z = 10$. Although there is a large dispersion within these values (the black dashed lines show the dispersion of the distribution), there is a clear inside out gradient in z_r , shown by the thick red line (the average of the distribution in each radius bin). The average reionization redshift of the satellites is clearly correlated with their position at $z = 0$: even today, the inner satellites show a tendency to reionize earlier than their outer halo counterparts. The dynamical evolution of the MW system since reionization more than 12 billion years ago has partially conserved the relative radial positions of the satellite progenitors, in such a way that the reionization of the satellite system still appears inside out at $z = 0$. We show the z_r —galactocentric distance distribution out to $400 h^{-1}$ kpc only (i.e., 570 kpc) so as to avoid contamination by M31 sub-halos (the two galaxies are separated by $888 h^{-1}$ kpc, i.e., 1268 kpc in this simulation). The gradient in average z_r or t_r is surprisingly steady. We find that the mean reionization time can be well approximated by the following law:

$$t_r = t_r^{1\text{kpc}} - \frac{\Delta t_r}{\Delta \log R} \log R, \quad (1)$$

where $t_r^{1\text{kpc}}$ is the average reionization time at 1 kpc from the Galaxy center, and $\Delta t_r / \Delta \log R$ is the slope of the gradient between 1 and $400 h^{-1}$ kpc. The center of the MW reionized on average about 200 Myr earlier than the outskirts, and the t_r gradient has a slope $\Delta t_r / \Delta \log R \sim 123 \text{ Myr dex}^{-1}$. The same formalism holds for the reionization redshifts. The values of the fit parameters are given in Table 2 for the five scenarios. The linear fit is shown by the red dotted line. It gives an accurate approximation of the gradient in all cases, and, due to the weighting applied (in square root of the number of objects in the radius bin), the fit is effectively rooted in the bulk of the satellite system and not biased by the few rare innermost halos.

Impact of emissivity. Increasing emissivity reduces the dispersion of z_r and t_r and, more importantly, flattens the radial t_r gradient, and shows a quick comparison between the H1e43

UVfb, H7e43UVfb, and H4e44 UVfb models. At high emissivity, reionization happens faster, therefore reducing the delay between reionization of the outer and inner progenitors. This then translates to a smaller delay between inner and outer MW sub-halos. The slopes for our baseline models vary from 123 Myr dex^{-1} at low emissivity down to 36 Myr dex^{-1} at high emissivity, as shown in Table 2. However, due to the logarithmic evolution of redshift as a function of time, the slope in z_r remains relatively constant for all baseline models, and is always close to 1 dex^{-1} .

Impact of UV feedback. The t_r gradient of the H7e43 UVfb model is slightly steeper than that of the H7e43 NOfb model. However, the latter also features a slightly higher overall emissivity due to the lack of UV feedback. Therefore, it is very likely that the difference in slopes between these two models are just emissivity-driven. This shows that the gradient found is not a consequence of some peculiar topology of reionization resulting from our implementation of radiative feedback.

Galaxy to galaxy variations. We show the radial Lagrangian reionization maps centered on M31 in Figure 4 for our four baseline models. They are very similar to the maps centered on the MW, and the same comments as for Figure 3 hold. The reionization history of the satellites of M31 is correlated with their $z = 0$ position as well, with a very similar gradient slope. The average reionization redshift curves (solid line) for MW and M31 are well within 1σ of each other. It is remarkable that despite presenting strongly different morphologies in Eulerian reionization maps, the radial profiles of z_r at $z = 0$ are so similar for both galaxies. This suggests that the stratification of the satellite population in reionization history is a general feature of all massive galaxies which undergo internal reionization.

Halo versus SPH star model. In all of our baseline models, the sources are dark matter halos, taken from AHF halo catalogs. However, the underlying Gadget-2 simulation from which we take the gas distribution and halo catalogs also features star formation, spawning star particles, which we can thus use as UV sources if young enough. In principle, stars form in halos, so we expect that at least the location of sources will be the same as with the halo model. However, there may still be a number of significant differences between the two source models.

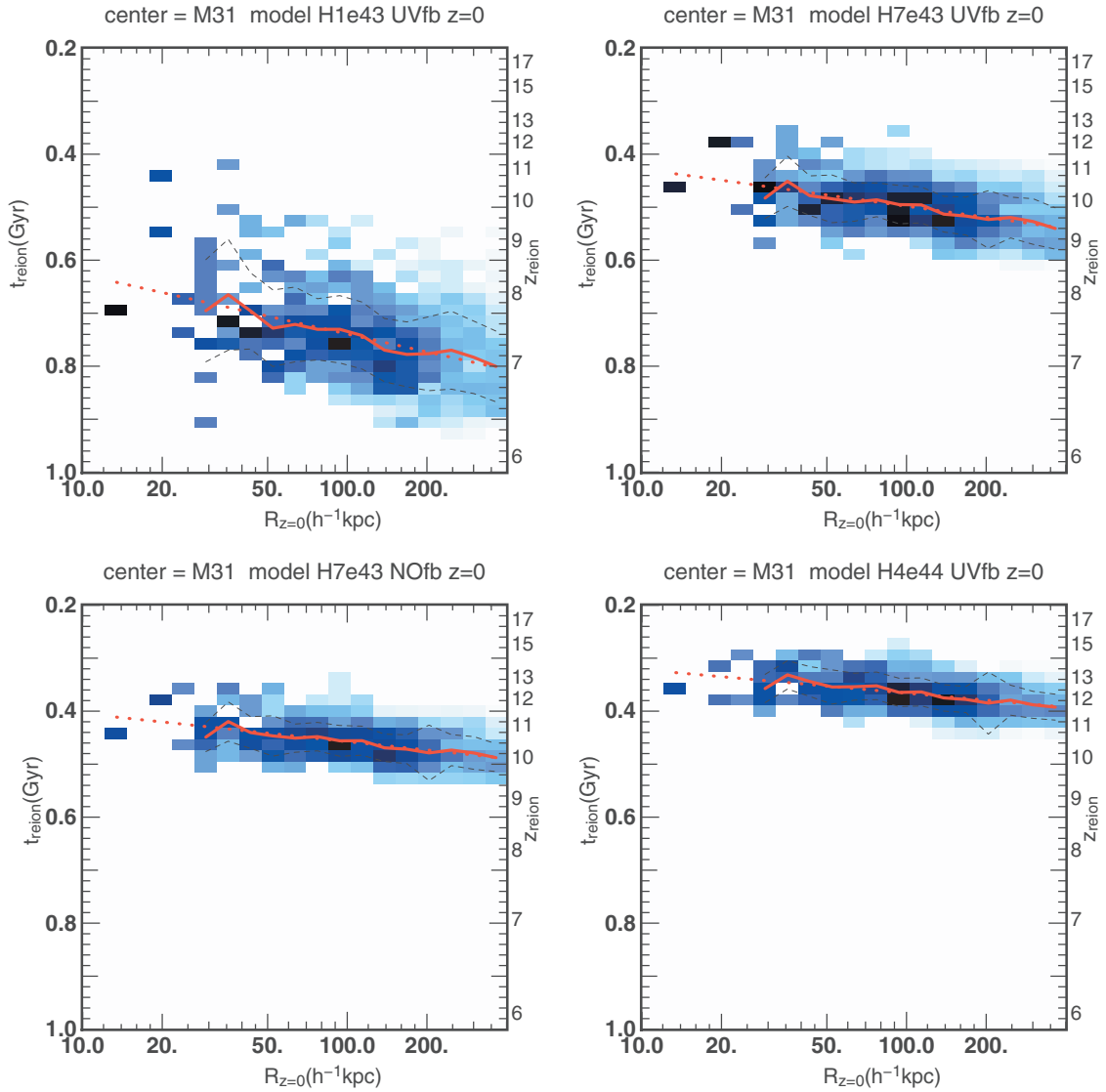


Figure 4. Same as Figure 3 for M31.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

1. Supernova hydrodynamical feedback is best accounted for in the SPH formalism used, while our baseline models only include radiative feedback of young stars. Explicitly accounting for the effect of supernova explosions in our halo model would only reduce the overall star formation efficiency, which is degenerate with respect to other parameters such as specific emissivity and escape fraction. Besides, the H44 SNfb model uses a very strong prescription for supernova feedback, allowing only massive halos to be sources, while low-mass halos will form no stars at all.
2. The star formation rate of halos in the SPH simulation are sporadic and complex, at variance from our simple halo model where it is simply proportional to halo mass.
3. The baseline halo models include radiative feedback, meaning low-mass halos can be shut down by remote, more massive halos, as far as several hundreds of kiloparsecs. This will not happen with the SPH star model, where supernova feedback will be purely internal and local.

In order to investigate the impact of these differences, we repeated our experiments using the SPH star particles as sources

instead of the halo models. The reionization map for the SPH model was shown in Paper I, where we noted very few differences with the halo models of similarly tuned emissivity, which did not include radiative feedback. Again, we note that the SPH star model reionization map is very similar to that of our baseline models. In terms of timing and structure, it is intermediate between the H1e43 UVfb and H7e43 UVfb models. This also holds for the z_r gradients, as shown in Figure 5 and Table 2. Therefore, our main result is robust to a change of source model: there is a clear radial gradient in z_r at $z = 0$ and its slope is correlated with the duration of the reionization process of galaxy progenitor, which is set by the emissivity of the sources.

3.1.3. Temporal Evolution of the Gradient

In order to gain insight into the origin of the z_r gradient, we now turn to the investigation of its temporal evolution. Unfortunately, only the most massive sub-halos at $z = 0$ can be tracked up to $z = 6$ and beyond. This severely limits our ability to study the temporal evolution of the gradient. A useful

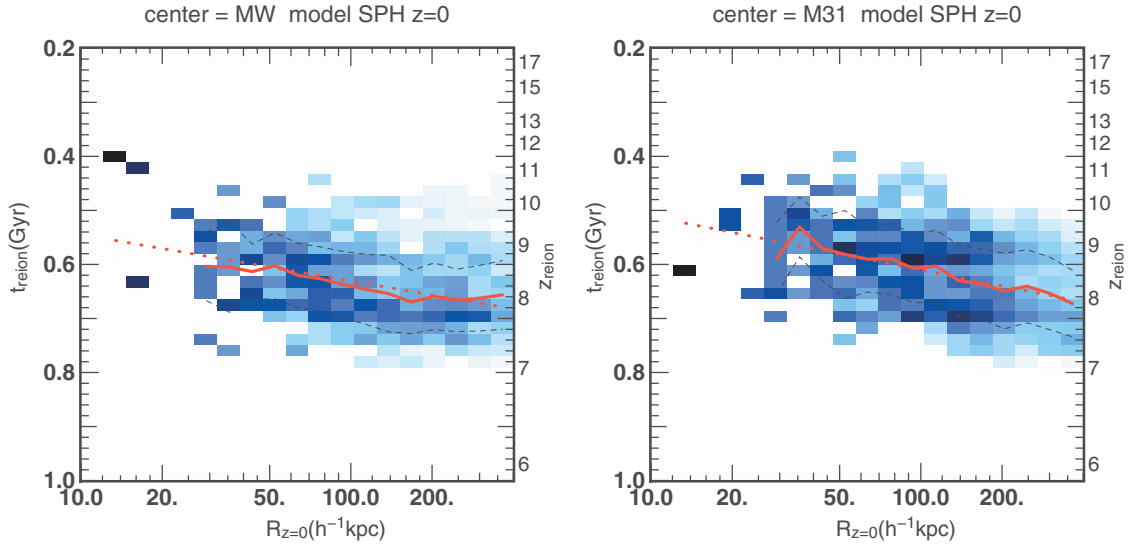


Figure 5. Same as Figure 3 using the SPH model, for MW and M31.
(A color version of this figure is available in the online journal.)

alternative is to simply compute Lagrangian reionization maps for all the dark matter particles in the high-resolution region of the simulation. While this is not the same as tracking the halo themselves, we will see that this is still very instructive. We compute radial Lagrangian reionization maps for the H1e43 UVfb model at three epochs from just after reionization, $z \sim 5$, to 0, i.e., the only difference between these three maps is the positions of the particles at these three redshifts. The center of the MW progenitor ($R = 0$) is defined as the center of the main branch halo at all redshifts (Klimontowski et al. 2010; Srisawat et al. 2013).

The maps are shown in Figure 6. There is a clear flattening of the gradient with time. At $z = 5$, very little dynamical evolution has taken place. The gradient is very marked, especially in the 100–1000 h^{-1} kpc range, and the reionization profile is still evocative of a Strömgren sphere (Barkana & Loeb 2001), although somewhat perturbed. The center has very few low z_r particles. The dispersion in z_r is smaller than at any other redshift. At $z = 1$ some mixing within the MW halo and merging of small structures has already taken place, and intermediate z_r particles have managed to sink in, but the gradient is still rather steep and the dispersion is still smaller than on the $z = 0$ map. At $z = 0$, the average z_r profile (thick black line) is much smoother. It has settled in its shallowest slope, which is comparable to the slope found for the satellites on the map of Figure 3. The similarity of the z_r —distance distribution between the dark matter particles and the halos suggests that the process giving rise to the inside out z_r gradient is the same for both tracers.

Besides the gradient, the maps of Figure 6 also show a number of vertical structures (most distinctly at $z = 1$, but also present in the other two maps) tracing individual massive halos. These give rise to the bumps seen in the average z_r profile. While the furthest one is M31 (beyond 1000 h^{-1} kpc), the other smaller wiggles are produced by smaller objects, although massive enough to reionize internally. The $z = 1$ map features a structure at $\sim 200 h^{-1}$ kpc on the verge of merging with the main MW halo. It is no longer present in the $z = 0$ map, signifying the accretion of the object. We know from Paper 1 and Figure 2 that at least the MW, M31, and, to some extent, M33 reionize internally, in isolation, with our baseline models, along with a number of more

remote, smaller regions. Therefore, the bumps in the average z_r are the counterparts of the internally reionized patches seen in Figure 2. In contrast, halos experiencing external reionization will show up as vertically narrow structures. An example of such an occurrence is the region around $R = 10^0\text{--}10^2 h^{-1}$ kpc, $t_r \sim 0.825$ Gyr in the $z = 5$ map. This structure has been reionized at $z \sim 6.8$, and accreted on the largest progenitor at some time between $z = 6.8\text{--}5$, as we can see it is already quite extended radially, suggesting a strong tidal interaction. On the later maps, it has migrated inward and become more and more diffuse (we recall that in these maps, structures can only move horizontally).

As a conclusion, this section confirms our earlier interpretation: inside out reionization patterns around the brightest sources of the MW progenitor give rise to the z_r gradients, which are well marked and very steep by the end of reionization. They are then flattened and blurred by the subsequent 12.7 Gyr of dynamical evolution. However, they are not completely washed out and survive to present times.

4. DISCUSSION

4.1. Impact of Massive Nearby Sources

An important caveat of our study is that we treat the MW–M31 pair as an isolated system: we do not account for the effect of the nearby galaxy cluster Virgo, which may have been a major source of UV photons during the EoR. Here we show that despite this simplification, our main conclusions hold. Using a larger, lower-resolution simulation of the local group formation, I11 showed that for a low-emissivity scenario (comparable to our H1e43 and H7e43 models), the MW–M31 system reionizes internally, i.e., its reionization is achieved before the I-front from Virgo reaches us. Therefore, for our H1e43 and H7e43 models, not accounting for Virgo is a reasonable approximation. However, in the high-emissivity scenario (corresponding to our H4e44 model), I11 showed that the MW–M31 system is reionized by Virgo. In this case, the reionization of the MW–M31 system is not inside out, but is driven externally by an I-front from Virgo which sweeps through the MW progenitor halo in less than 15 Myr (estimated from I11 figures), i.e., reionization of the MW is quasi-instantaneous. Therefore, no

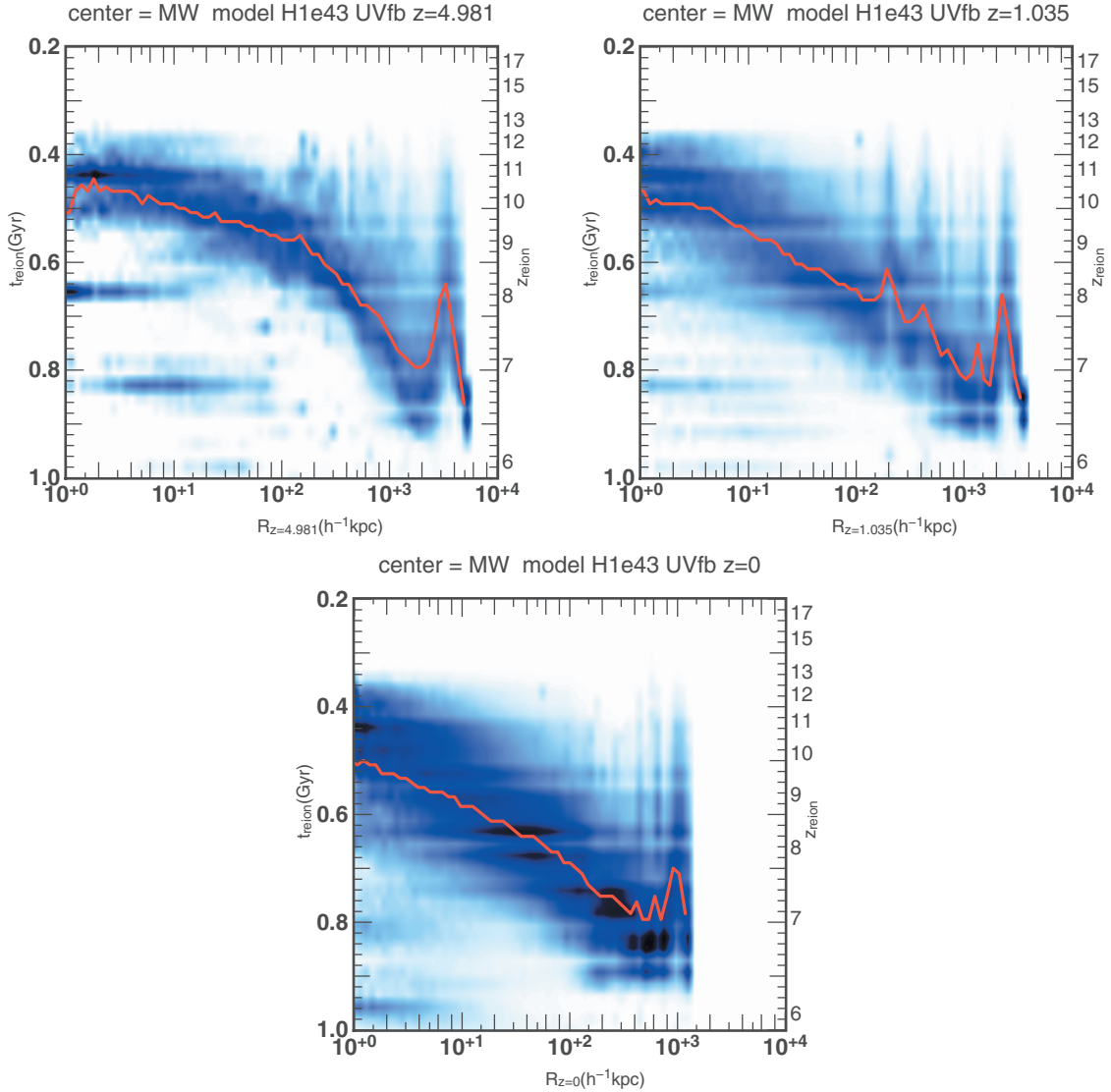


Figure 6. Temporal evolution of the reionization redshift gradient of dark matter particles for the H1e43 UVfb model (lowest emissivity), centered on the MW. The title of each panel gives, along with the map center (here MW), the model used and the redshift chosen for the particles positions. Each radial bin is normalized by the number of particles in the bin. The thick red line shows the median z_r of the particles. The center of the MW progenitor ($R = 0$) is defined as the center of the main branch halo at all redshifts. The reionization redshift gradient of the particles is steepest at high redshift, and becomes smoother with time. The horizontal ridges are artifacts due to an uneven timing of the RT postprocessing outputs. The distributions were smoothed by a Gaussian for readability.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

z_r gradient should be found within the MW halo. Our results show that the high-emissivity scenario leads to an almost flat z_r gradient (the slope is three times smaller than the dispersion in z_r). We see that, based on the I11 results, including Virgo could actually make it even flatter. In order to confirm this expectation, we re-analyzed model H44 of Paper I (H44 SNfb in this work). The interest of this model for the present study is that it provides us with a case of reionization by an external front: indeed, in this model, Paper I showed that the MW progenitor is reionized externally by M31, in a very short time (43 Myr). We computed $z = 0$ the sub-halo z_r —distance distribution for this model, centered on the MW, shown in Figure 7, and find the distribution is the flattest of all models. Therefore, our main conclusion remains unchanged: low emissivity yields a slow, inside out reionization history for the MW satellite population, whereas high emissivity leads to a fast, quasi-uniform reionization

throughout the MW progenitor, resulting in a quasi-constant reionization redshift for the satellite population.

4.2. Impact on MW Satellites Studies

Our results suggest that the halos of isolated MW-like galaxies may have a stratified reionization history depending on the emissivity of the sources during the EoR. This is the result of an intrinsic inside out, fairly slow reionization coupled to some form of weak positional memory of the halos. This may have important consequences for the study of galactic satellites: it means that in the low-emissivity case, inner satellites at 10 kpc distance (or the disrupted remains thereof) could on average have been reionized up to 180 Myr earlier than the satellites of the outer halo, orbiting at ~ 300 kpc. If indeed reionization is responsible for suppressing star formation in low-mass satellites as widely discussed in the literature, then the

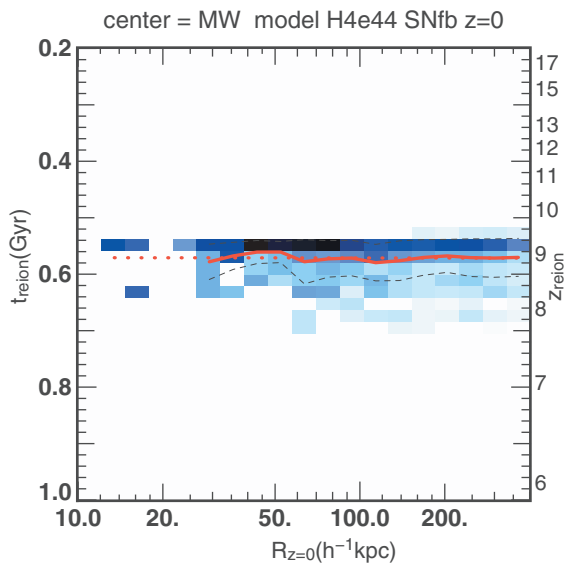


Figure 7. Same as Figure 3 in case of an external reionization of the MW by M31. The slope of the average z_r is in this case completely flat.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

delayed reionization of the outer halo could lead to differences in stellar content between the inner and outer satellites. On the contrary, in the high-emissivity scenarios, this delay is very small, and therefore the inner and outer satellites would be reionized at the same time. In this case, it would suppress star formation in the inner and outer satellites simultaneously, regardless of whether reionization is internally or externally driven (by Virgo or M31). Therefore, it seems that by measuring the age of the last generation of stars in a sample of outer and inner satellites, one could discriminate between the high- and low-emissivity scenarios. However, this requires measuring an age difference of the order of 100 Myr in a population older than 10 Gyr, which is extremely challenging even using *Hubble Space Telescope* color–magnitude diagrams and stellar population models in the spirit of Dolphin et al. (2005): the width of the oldest age bins in these star formation history reconstructions is typically 10 times larger than the 100 Myr difference we need to measure. However, while constraints on the local reionization scenario may be difficult to extract from *individual* satellites, the *global* properties of the satellite population may still hold important clues. For instance, in the low-emissivity case, we find a strong z_r gradient, meaning that the outer satellites may have experienced a longer period of star formation than their more nearby counterparts. Therefore, at a given mass, they could be more luminous and be detected at larger distances. As a consequence, the radial distribution of the satellites could be more extended in the low-emissivity case than in the high-emissivity case. This recoups the result of Ocvirk & Aubert (2011), which showed, using simple semi-analytical modeling, that internal reionization, which is more likely at low emissivity than external reionization (I11), produced a more extended radial distribution of the satellites around the MW. The key feature for such a differentiation is the emissivity-dependent z_r gradient at $z = 0$, which we confirm with a more realistic modeling in the present paper.

Therefore, it seems that low-mass MW satellites such as ultra-faint dwarfs hold important clues about the local reionization history, although understanding and modeling them will be a challenging but exciting task for years to come.

5. CONCLUSIONS

We have used high-resolution simulations of the formation and reionization of a MW–M31 galaxy pair to investigate the relation between reionization history and the present-day position of their satellite population. To do this, we have introduced the Lagrangian reionization map. It relies on determining a reionization redshift z_r for each dark matter halo of the simulation. We then explored the relation between the distribution of z_r and the distance to galactic center at $z = 0$, for four baseline reionization scenarios featuring various emissivities and feedback processes. In all cases we find that the average z_r of satellites is higher near galaxy centers (MW and M31). This is due to the inside out reionization patterns imprinted by massive halos within the progenitor during the EoR, which end up forming the center of the galaxy. The reionization patterns are slowly flattened by the dynamical evolution of the proto-galaxy and the merging of many substructures. However, they are not totally washed out, and a clear radial gradient in the average satellites reionization redshift still exists today in the halo of our simulated MW and M31, and out to $400 h^{-1}$ kpc (571 kpc). In the lowest emissivity scenario, the reionization of the outer halo takes place about 180 Myr later than in the inner halo. This is a significant time span compared to the duration of the epoch of reionization itself, and could affect satellite properties by letting remote satellites form stars for longer periods of time or more efficiently than their nearby counterparts. The gradient flattens with increasing source emissivity, because reionization occurs faster overall, and becomes spatially quasi-uniform. However, the slope in z_r remains remarkably constant in all baseline models, at about -1 dex^{-1} . We checked that our results are robust to changes in the source model by also using the stars spawned by the Gadget-2 simulation as sources rather than the dark matter halos. In the most luminous scenario, I11 suggests that UV photons from Virgo are expected to speed up drastically the reionization of the MW progenitor. This would likely make any radial z_r profile even flatter than we predict. We check this by analyzing a model in which the MW is externally reionized by M31 and effectively find a flat z_r profile for the satellite population of the MW. On the other hand, the results of the two low-emissivity scenarios should not be affected by Virgo, since in this regime I11 shows that the local group reionizes internally. In all cases, the z_r and t_r gradients are well represented by a linear fit for which we give the parameters. We hope this will help to improve semi-analytical satellite population models (Muñoz et al. 2009; Busha et al. 2010; Macciò et al. 2010; Li et al. 2010; Font et al. 2011) by allowing authors to implement simply more realistic, position-dependent reionization histories.

As a conclusion, it seems that the population of low-mass satellites holds important clues about the local reionization history. However, deciphering these clues is currently very challenging, both from a theoretical and observational standpoint. A large amount of work remains to be done in order to improve the modeling of these systems, as well as to extend our knowledge of the MW and M31 satellite populations.

This study was performed in the context of the LIDAU project.⁸ The LIDAU project was financed by a French ANR (Agence Nationale de la Recherche) funding (ANR-09-BLAN-0030). The RT computations were performed using HPC resources from GENCI-[CINES/IDRIS] (Grant 2011-[x2011046667]), on the hybrid queue of titane at Centre de

⁸ http://aramis.obspm.fr/LIDAU/Site_2/LIDAU_-_Welcome.html

Calcul Recherche et Technologie, as well as Curie, during a grand challenge time allocation (project PICON: Photo-Ionisation of CONstrained realizations of the local group). The CLUES simulations were performed at the Leibniz Rechenzentrum Munich (LRZ) and at the Barcelona Supercomputing Center (BSC). S.G. and Y.H. acknowledge support by the DFG grant GO 563/21-1. A.K. is supported by the Ministerio de Economía y Competitividad (MINECO) in Spain through grant AYA2012-31101 as well as the Consolider-Ingenio 2010 Programme of the Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN) under grant MultiDark CSD2009-00064. He also acknowledges support from the Australian Research Council (ARC) grants DP130100117 and DP140100198. He further thanks Jacques Dutronc for le responsable. The author thanks C. Scannapieco for precious hints dispensed in the initial phase of the project, as well as the CLUES collaborators for useful discussions. The author thanks D. Munro for freely distributing his Yorick programming language,⁹ and its yorick-gl extension, which was used in the course of this study. Finally, we thank the anonymous referee for constructive remarks, which helped improve the paper.

REFERENCES

- Ahn, K., Shapiro, P. R., Iliiev, I. T., Mellema, G., & Pen, U.-L. 2009, *ApJ*, 695, 1430
- Alvarez, M. A., Busha, M., Abel, T., & Wechsler, R. H. 2009, *ApJL*, 703, L167
- Aubert, D., Pichon, C., & Colombi, S. 2004, *MNRAS*, 352, 376
- Aubert, D., & Teyssier, R. 2008, *MNRAS*, 387, 295
- Aubert, D., & Teyssier, R. 2010, *ApJ*, 724, 244
- Baek, S., Di Matteo, P., Semelin, B., Combes, F., & Revaz, Y. 2009, *A&A*, 495, 389
- Barkana, R., & Loeb, A. 2001, *PhR*, 349, 125
- Belokurov, V., Zucker, D. B., Evans, N. W., et al. 2007, *ApJ*, 654, 897
- Benitez-Llambay, A., Navarro, J. F., Abadi, M. G., et al. 2014, arXiv:1405.5540
- Benson, A. J., Frenk, C. S., Baugh, C. M., Cole, S., & Lacey, C. G. 2003, *MNRAS*, 343, 679
- Benson, A. J., Frenk, C. S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Cole, S. 2002a, *MNRAS*, 333, 177
- Benson, A. J., Lacey, C. G., Baugh, C. M., Cole, S., & Frenk, C. S. 2002b, *MNRAS*, 333, 156
- Binney, J., & Tremaine, S. 1987, *Galactic dynamics* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press)
- Bullock, J. S., Kravtsov, A. V., & Weinberg, D. H. 2000, *ApJ*, 539, 517
- Busha, M. T., Alvarez, M. A., Wechsler, R. H., Abel, T., & Strigari, L. E. 2010, *ApJ*, 710, 408
- Codis, S., Pichon, C., Devriendt, J., et al. 2012, *MNRAS*, 427, 3320
- Croce, M., & Scoccimarro, R. 2006, *PhRvD*, 73, 063520
- Dolphin, A. -E., Weisz, D. R., Skillman, E. D., & Holtzman, J. A. 2005, arXiv:astro-ph/0506430
- Dubois, Y., Devriendt, J., Slyz, A., & Teyssier, R. 2012, *MNRAS*, 420, 2662
- Dubois, Y., Pichon, C., Haehnelt, M., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 1853
- Fan, X., Strauss, M. A., Becker, R. H., et al. 2006, *AJ*, 132, 117
- Finlator, K., Davé, R., & Özel, F. 2011, *ApJ*, 743, 169
- Font, A. S., Benson, A. J., Bower, R. G., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 1260
- Forero-Romero, J. E., Hoffman, Y., Yepes, G., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 1434
- Frank, S., Rasera, Y., Vibert, D., et al. 2012, *MNRAS*, 420, 1731
- Gill, S. P. D., Knebe, A., & Gibson, B. K. 2004, *MNRAS*, 351, 399
- Gnedin, N. Y. 2000, *ApJ*, 542, 535
- Gottlöber, S., Hoffman, Y., & Yepes, G. 2010, arXiv:1005.2687
- Haardt, F., & Madau, P. 1996, *ApJ*, 461, 20
- Haardt, F., & Madau, P. 2011, arXiv:1103.5226
- Helmi, A., & White, S. D. M. 1999, *MNRAS*, 307, 495
- Hoefl, M., Yepes, G., Gottlöber, S., & Springel, V. 2006, *MNRAS*, 371, 401
- Hoffman, Y., Metuki, O., Yepes, G., et al. 2012, *MNRAS*, 425, 2049
- Iliiev, I. T., Mellema, G., Shapiro, P. R., & Pen, U.-L. 2007, *MNRAS*, 376, 534
- Iliiev, I. T., Shapiro, P. R., & Raga, A. C. 2005, *MNRAS*, 361, 405
- Iliiev, I. T., Whalen, D., Mellema, G., et al. 2009, *MNRAS*, 400, 1283
- Irwin, M. J., Belokurov, V., Evans, N. W., et al. 2007, *ApJL*, 656, L13
- Klimontowski, J., Łokas, E. L., Knebe, A., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 1899
- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Valenzuela, O., & Prada, F. 1999, *ApJ*, 522, 82
- Knebe, A., Arnold, B., Power, C., & Gibson, B. K. 2008, *MNRAS*, 386, 1029
- Knebe, A., Libeskind, N. I., Doumler, T., et al. 2011a, *MNRAS*, 417, L56
- Knebe, A., Libeskind, N. I., Knollmann, S. R., et al. 2011b, *MNRAS*, 412, 529
- Knollmann, S. R., & Knebe, A. 2009, *ApJS*, 182, 608
- Kogut, A., Spergel, D. N., Barnes, C., et al. 2003, *ApJS*, 148, 161
- Koposov, S. E., Yoo, J., Rix, H., et al. 2009, *ApJ*, 696, 2179
- Li, Y., De Lucia, G., & Helmi, A. 2010, *MNRAS*, 401, 2036
- Libeskind, N. I., Hoffman, Y., Knebe, A., et al. 2012, *MNRAS*, 421, L137
- Libeskind, N. I., Knebe, A., Hoffman, Y., Gottlöber, S., & Yepes, G. 2011a, *MNRAS*, 418, 336
- Libeskind, N. I., Knebe, A., Hoffman, Y., et al. 2011b, *MNRAS*, 411, 1525
- Libeskind, N. I., Yepes, G., Knebe, A., et al. 2010, *MNRAS*, 401, 1889
- Macciò, A. V., Kang, X., Fontanot, F., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 1995
- Martin, N. F., Ibata, R. A., Bellazzini, M., et al. 2004, *MNRAS*, 348, 12
- Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., et al. 1999, *ApJL*, 524, L19
- Muñoz, J. A., Madau, P., Loeb, A., & Diemand, J. 2009, *MNRAS*, 400, 1593
- Ocvirk, P., & Aubert, D. 2011, *MNRAS*, 417, L93
- Ocvirk, P., & Aubert, D. 2012, in *EPJ Web of Conferences*, Vol. 19, *Assembling the Puzzle of the Milky Way*, ed. C. Reylé, A. Robin, & M. Schultheis (Les Ulis Cedex: EDP Sciences), 3005
- Ocvirk, P., Aubert, D., Chardin, J., et al. 2013, *ApJ*, 777, 51
- Ocvirk, P., Pichon, C., & Teyssier, R. 2008, *MNRAS*, 390, 1326
- Pawlik, A. H., Milosavljević, M., & Bromm, V. 2013, *ApJ*, 767, 59
- Petkova, M., & Springel, V. 2011, *MNRAS*, 412, 935
- Razoumov, A. O., & Sommer-Larsen, J. 2010, *ApJ*, 710, 1239
- Rosdahl, J., & Blaizot, J. 2012, *MNRAS*, 423, 344
- Shapiro, P. R., Iliiev, I. T., & Raga, A. C. 2004, *MNRAS*, 348, 753
- Spergel, D. N., Bean, R., Doré, O., et al. 2007, *ApJS*, 170, 377
- Springel, V. 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Springel, V., & Hernquist, L. 2003, *MNRAS*, 339, 289
- Srisawat, C., Knebe, A., Pearce, F. R., et al. 2013, *MNRAS*, 436, 150
- Walsh, S. M., Jerjen, H., & Willman, B. 2007, *ApJL*, 662, L83
- Willman, B., Dalcanton, J. J., Martinez-Delgado, D., et al. 2005, *ApJL*, 626, L85
- Wise, J. H., & Abel, T. 2011, *MNRAS*, 414, 3458
- Wise, J. H., & Cen, R. 2009, *ApJ*, 693, 984
- Wise, J. H., Demchenko, V. G., Halicek, M. T., et al. 2014, *MNRAS*, 442, 2560
- Yajima, H., Choi, J.-H., & Nagamine, K. 2011, *MNRAS*, 412, 411
- Zaroubi, S., Naim, A., & Hoffman, Y. 1996, *ApJ*, 457, 50
- Zucker, D. B., Belokurov, V., Evans, N. W., et al. 2006, *ApJL*, 643, L103

⁹ <http://www.maumae.net/yorick/doc/index.html>

CHAPITRE 4. Réionisation du Groupe Local

Reionisation du Groupe Local

PARTIE II

LES PLANS DE GALAXIES SATELLITES

CHAPITRE 5

Les satellites d'Andromède, son plan, et les simulations CLUES

Les observations des galaxies du Groupe Local permettent d'obtenir des données sur une gamme de masses qu'il n'est pas possible d'observer en-dehors. En effet, les plus petites galaxies ne sont visibles que dans notre entourage proche. Ces galaxies sont soit des satellites de la Voie Lactée (MW) soit des satellites d'Andromède (M31) ou bien des galaxies isolées. Elles permettent de contraindre les modèles pour les halos en dessous de $10^{10}M_{\odot}$.

5.1 Les satellites et le plan d'Andromède

Près d'une trentaine de galaxies satellites ont été découvertes dans le Pan-Andromeda Archaeological Survey (PAndAS, [McConnachie et al. \(2009\)](#)). La Figure 5.1a présente la répartition des satellites de M31. PAndAS couvre une zone à peu près circulaire autour de M31, avec un rayon de 12° et une zone secondaire de 5° de rayon autour de M33. Un plan de 15 satellites parmi les 27 a été mis en évidence dans [Ibata et al. \(2013\)](#). Ce plan, en plus de contenir plus de la moitié des satellites, semble être en co-rotation. En effet sur ces 15 satellites, 13 ont une vitesse qui supposent un même sens de rotation autour de M31. Sur les 8 satellites au nord de M31, 7 s'éloignent de la MW, et sur les 7 au sud 6 se rapprochent. Le Tableau 5.1 résume les propriétés du plan observé autour de M31. Le plan est extrêmement fin, avec 15 satellites concentrés dans moins de 13kpc d'épaisseur. Sa probabilité d'apparition dans une population aléatoire est de 0.00096 %, soit une chance sur $\sim 100\,000$. Dans la suite de l'étude nous ne prendrons pas en compte la partie autour de M33 des observations PAndAS pour des raisons de simplicité. Nous considérerons que la population de satellites est composée des 25 satellites dans cercle principal.

La présence du plan est bien réelle, et sa haute signifiante montre qu'il est peu probable que ce soit dû au hasard. La signifiante étant la probabilité d'apparaître dans une distribution aléatoire. Mais la question de son origine reste entière. En effet, ce genre de plan n'est pas observé dans le modèle standard Λ CDM, ce qui peut être interprété comme une des faiblesses actuelles du modèle. Mais cela peut aussi

| (1) | (2) | (3) | (4) | (5) | (6) | (7) | (8) | (9) |
|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|------------------|---------------|-------|-----------|
| N_p | N_{rot} | p_{pos} | p_{rot} | p_{tot} | σ_{\perp} | $\sigma_{//}$ | angle | L_{LoS} |
| 15 | 13 | 0.13 | 0.74 | 0.00096 | 12.95 | 191.43 | 1.2 | 1.3 |

TABEAU 5.1 – Propriétés du plan de M31. Dans l'ordre des colonnes, le nombre de satellites dans le plan, le nombre de satellites en co-rotation, la probabilité de position (%), la probabilité de vitesse (%), la probabilité total (%), l'épaisseur (kpc), dispersion radiale (kpc) et le moment angulaire spécifique médian sur la ligne de visée ($\times 10^4 \text{km.s}^{-1}.\text{kpc}$).

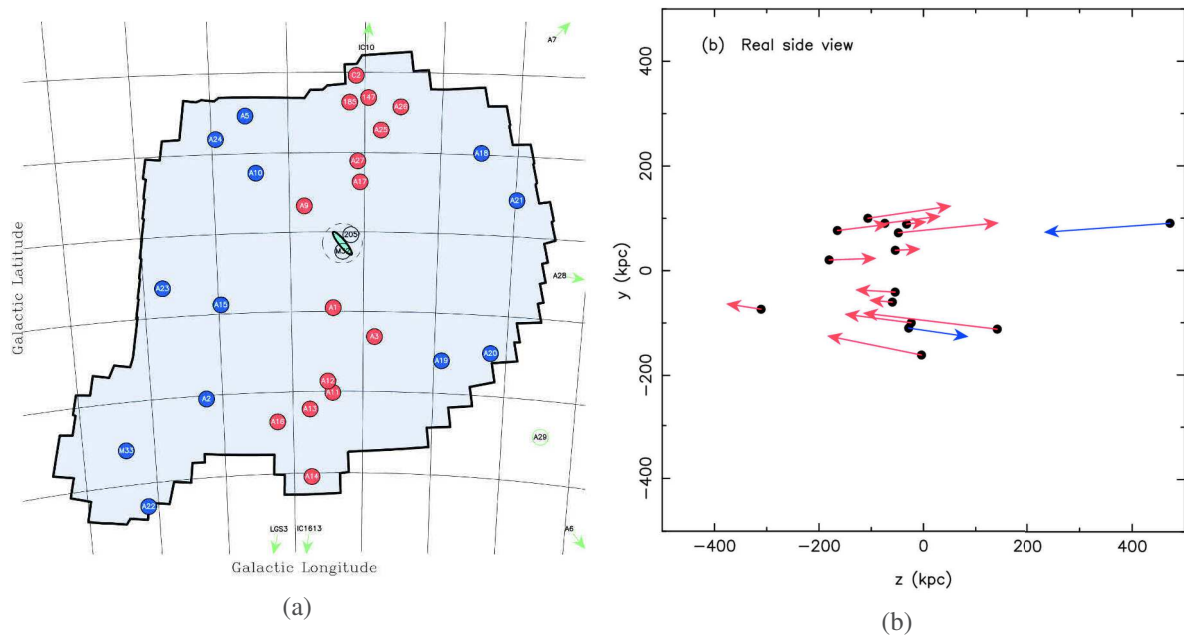


FIGURE 5.1 – **Panneau (a)** : Distribution des satellites autour de M31 avec les limites du relevé PAndAS. Les satellites dans le plan sont en rouge. À noter que le plan est quasiment vu par la tranche. Cette Figure est extraite de [Ibata et al. \(2013\)](#). **Panneau (b)** : Vue de profil du plan (contient uniquement les satellites du plan), et les vitesses des satellites sur les lignes de visées, en rouge les satellites tournant dans le sens horaire, et en bleu ceux tournant dans le sens inverse. La Voie Lactée est en $(\sim -780, 0)$. Cette figure est extraite de [Ibata et al. \(2014b\)](#).

être dû au fait que les simulations testées n’avaient pas la résolution suffisante, ou des modèles sous-grilles mal calibrés, pour faire ressortir ce genre de structures.

5.2 Les simulations du Groupe Local

Dans la suite de l’étude de la Réionisation dans le Groupe Local avec deux simulations CLUES (c.f. 4), nous avons choisi de regarder si des plans de galaxies satellites, équivalents au plan d’Andromède existaient dans ces simulations. Je ne redétaille pas ici les deux simulations CLUES utilisées. L’intérêt des simulations CLUES est qu’elles ont la résolution suffisante pour résoudre les halos satellites (jusqu’à $\sim 10^7 M_{\odot}$). Et l’on va aussi utiliser les simulations de la Réionisation faites par post-traitement du transfert radiatif (Section 4.3), pour voir si la Réionisation apporte des éléments de réponses supplémentaires au problème des plans de satellites.

5.2.1 Comparaison des deux simulations CLUES

L’étude d’un Groupe Local simulé haute résolution, avec la prise en compte de la réionisation est idéale pour la recherche de plans analogues à celui de Andromède. Mais le problème est le nombre de ces simulations, en effet une simulation CLUES ne produit qu’un Groupe Local, soit une paire de galaxies. Par la suite nous considérerons que les deux galaxies LG_a et LG_b sont des analogues à M31 (même si l’une est plus massive que l’autre, de plus la MW possède aussi un plan de satellites). Ainsi nous doublons le nombre de galaxies autour desquelles il est possible de chercher des plans. En exploitant les deux simulations nous avons donc un échantillon de 4 analogues à M31, chacune ayant une interaction de type Groupe Local.

Les deux Groupes Locaux simulés (S_1 et S_2) sont relativement différents. Le Tableau 5.2 résume les masses et distances des deux galaxies pour les deux simulations. La principale différence est que la paire de galaxies de S_2 est plus de deux fois plus massive que celle de S_1 . La différence de masse a

CHAPITRE 5. Les satellites d'Andromède, son plan, et les simulations CLUES

Les simulations du Groupe Local

| (1) | (2) | (3) | (4) |
|----------------|--|--|----------|
| Simulation | LG _a | LG _b | Distance |
| S ₁ | $5.7 \times 10^{11} M_{\odot}$ | $7.8 \times 10^{11} M_{\odot}$ | 1200kpc |
| S ₂ | $1.5 \times 10^{12} M_{\odot}$ | $2.3 \times 10^{12} M_{\odot}$ | 712kpc |
| Observations | $0.8 \pm 0.5 \times 10^{12} M_{\odot}$ | $1.7 \pm 0.3 \times 10^{12} M_{\odot}$ | 780kpc |

TABLEAU 5.2 – Propriétés des deux galaxies principales des deux Groupe Locaux simulés. Le première colonne (1) indique la simulation, en (2) la masse de l’analogue à la MW, en (3) la masse de l’analogue à M31 et en (4) la distance entre les deux galaxies. La dernière ligne est l’estimation de [Diaz et al. \(2014\)](#).

une forte influence sur le nombre de satellites : plus l’hôte est massif plus il en a et plus la distribution radiale est étendue. Cela va avoir une influence sur la capacité à trouver un plan et donc sur la valeur de la probabilité des plans.

La distance entre les deux galaxies a aussi changé entre les deux simulations. Dans S₁ les deux galaxies sont relativement distantes, les populations de satellites des deux galaxies sont donc bien distinctes. Alors que dans S₂, avec une distance 712kpc (780kpc pour les observations), les populations de satellites des deux galaxies ne sont plus indépendantes. En effet, elles commencent à se mélanger entre les deux galaxies.

5.2.2 Modèles de populations de satellites

Dans les observations, 27 satellites sont présents dans le relevé PAndAS (dont 25 dans le cercle principal), alors que chaque hôte possède plusieurs milliers de halos. Il faut donc modéliser les galaxies satellites les plus brillantes de la simulation puis chercher des plans dans cet échantillon.

Une partie des halos et galaxies sont quasiment complètement accrétés par l’hôte, ils ne doivent donc pas être pris en compte dans la modélisation. Pour cela on suit la méthodologie de [Ocvirk & Aubert \(2011\)](#) en enlevant les halos ayant perdu plus de 95% de leur masse maximale. Ensuite, on considère que les halos qui n’ont jamais été plus massifs que $10^7 M_{\odot}$ n’ont jamais pu déclencher un épisode de formation stellaire. Ces halos sont donc sans galaxie, et n’interviendront pas dans la modélisation. Malgré ce premier tri il reste encore quelque milliers de candidats possibles pouvant abriter un galaxie brillante. Il faut donc utiliser un modèle de population de satellites. Il y a plusieurs modèles possibles :

- M_{star} : les simulations CLUES prennent en compte la formation stellaire ([Springel & Hernquist, 2003](#)). Il est donc naturel d’utiliser ses particules stellaires pour le modèle de galaxies. Néanmoins, cette méthode de formation stellaire a des difficultés à reproduire la population de galaxies les plus légères. De plus, un simple modèle de fond UV uniforme est utilisé au moment de la Réionisation. Il ne prend donc pas en compte une propagation réaliste du front d’ionisation, comme par exemple, l’effet "inside-out" montré dans [Ocvirk et al. \(2013, 2014\)](#).
- $M_{z=0}$: c’est le modèle le plus simple, souvent utilisé dans les modèles semi-analytiques. Il consiste à attribuer aux halos une luminosité proportionnelle à sa masse de matière noire, à $z=0$.
- z_{reio} : ce modèle ne prend en compte que le timing de réionisation du halos. La Réionisation d’un halo va avoir pour effet de stopper sa formation stellaire. Avec la simulation post-traitée de transfert radiatif nous avons accès à une propagation réaliste du front d’ionisation et à la géométrie de la Réionisation du Groupe Local. En pratique plus un halo est réionisé tardivement, plus il aura le temps de former des étoiles et donc, plus il sera lumineux.
- M_{max} : contrairement au modèle $M_{z=0}$ qui ne prend en compte que la masse à $z=0$ des halos, ce modèle prend en compte la masse maximale atteinte par le halo au cours de son évolution, depuis sa détection. Les halos les plus lumineux sont donc les halos qui ont été les plus massifs.

- $M_{\max z_{\text{reio}}}$: **Gnedin (2000)** montre que les halos les plus massifs sont les moins atteints par la coupure de formation stellaire due à la Réionisation. Ce modèle prend donc en compte tous les halos qui ont été plus massifs que $10^9 M_{\odot}$ comme des halos qui ont formé des étoiles en continu. Et les halos de masse inférieure à $10^9 M_{\odot}$ sont régis par le modèle z_{reio} , i.e. les halos réionisés les plus tardivement sont les plus lumineux.
- $M_{\max z_{\text{acc}}}$: Plutôt que de couper la formation stellaire à la Réionisation, il est possible de considérer que la formation stellaire est stoppée au moment de l'accrétion sur l'hôte (au premier passage du R_{200}). Ce modèle considère que les halos plus massifs que $10^9 M_{\odot}$ sont assez massifs pour continuer à former des étoiles malgré l'accrétion sur l'hôte, et ceux de masse inférieure stoppent leur formation stellaire.
- $M@z_{\text{acc}}$: dans ce modèle, la formation stellaire de tous les halos est stoppée au moment de l'accrétion, et les halos les plus lumineux sont ceux qui ont été les plus massifs au moment de cette accrétion.
- Modèle Semi-Analytique (SAM en anglais) : ce modèle est plus élaboré que les précédents, il permet une évaluation quantitative de la luminosité des galaxies satellites, et ne fait pas une simple évaluation qualitative (**Busha et al., 2010; Ocvirk & Aubert, 2011**). Le taux de formation stellaire est modélisé en fonction de la masse de matière noire (M_{DM}), le redshift de réionisation (z_{reio}) et le redshift d'accrétion (z_{acc}). Le taux de formation stellaire (SFR) est proportionnel à M_{DM} à une certaine puissance (α). Un halo peut former des étoiles avant qu'il soit réionisé, et après si il est assez massif, mais jamais après qu'il ait été accrété. L'équation 5.1 résume le modèle :

$$\text{SFR} = \begin{cases} \varepsilon M_{\text{DM}}^{\alpha} & \text{if } \begin{cases} z > z_{\text{reio}} \text{ and} \\ M_{\text{DM}} > 10^7 M_{\odot} \\ \text{or} \\ z_{\text{acc}} < z < z_{\text{reio}} \text{ and} \\ M_{\text{DM}} \geq 10^9 M_{\odot} \end{cases} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (5.1)$$

avec $\alpha = 2$ et ε calibré pour obtenir la même fonction de luminosité (LF) que les observations, $\varepsilon = 8.10^{-24}$.

Ces modèles permettent de classer les halos du plus au moins lumineux. La population de satellites d'un modèle sera donc les N_{sat} satellites les plus lumineux, contenu dans un certain volume autour de l'hôte.

5.2.3 Indépendance des modèles

Dans S_1 les cinq premiers modèles ont été utilisés, et dans S_2 les huit ont été utilisés, et comme chaque simulation possède deux hôtes, nous avons donc $2 \times 5 + 2 \times 8 = 26$ populations de satellites. Mais il est évident que ces populations ne sont pas indépendantes. Pour une simulation, tous les modèles ont des satellites en communs et dans certains cas, des modèles peuvent être identiques.

Dans le cas de la modélisation de la population de satellites d'Andromède (i.e. $N_{\text{sat}} = 25$ dans un volume équivalent à PAndAS), les deux simulations ne réagissent pas de la même manière sur ce problème d'indépendance des modèles. Le recouvrement de deux modèles est principalement dû aux halos massifs (supérieur à $10^9 M_{\odot}$). En effet, la majorité des modèles utilisent la masse de matière noire, le principe de base étant, "plus un halo est massif, plus il a de chance d'abriter une galaxie lumineuse". Les halos en communs entre les modèles sont donc ces halos massifs, ensuite les différences se font sur les critères de réionisation (z_{reio}) et d'accrétion (z_{acc}). Dans le cas de la simulation S_1 , le recouvrement est relativement limité, en effet, il y a autour des deux hôtes une dizaine de galaxies plus massives que $10^9 M_{\odot}$, ce qui limite le recouvrement à $\sim 50\%$ au maximum. Par contre, dans le cas de la simulation S_2 le recouvrement est plus important, et va même dans certain cas jusqu'à 100%. Comme précisé dans la Section 5.2.1, les

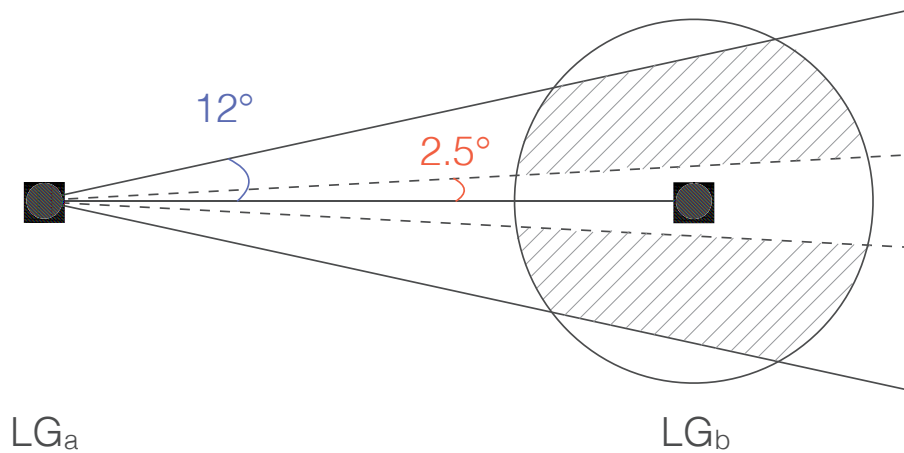


FIGURE 5.2 – Schéma du volume utilisé dans les simulation CLUES comme approximation du volume observé par PAndAS. Le volume PAndAS est représenté par la zone hachurée.

galaxies hôtes de la simulations S_2 sont à la limite supérieure des estimation des masses, et près de deux fois plus massives que celles de la simulation S_1 (voir Table 5.2). Il y a donc plus de satellites autour des hôtes de S_2 , et notamment, plus de satellites massifs. Il y a 17 et 26 satellites plus massifs que $10^9 M_\odot$ autour de LG_a et respectivement LG_b . Le recouvrement va donc atteindre 75% au maximum pour LG_a et dans le cas de LG_b , les quatre modèles, M_{\max} , $M_{\max Z_{\text{reio}}}$, $M_{\max Z_{\text{acc}}}$ et $M@Z_{\text{acc}}$ sont identiques. Dans ce cas, seul les cinq modèles indépendants seront utilisés.

Impact sur les plans détectés

Comme les modèles ont un certain recouvrement, il est possible de détecter la même structure planaire dans deux modèles différents. On définit une même structure comme deux plans détectés dans des populations différentes, qui ont la même orientation et un grand nombre de satellites en commun. Par contre, la détection d'une même structure dans plusieurs populations de satellites n'impose pas que chaque détection possède la même signifiante. Cette probabilité peut changer rapidement avec quelque satellites de différences (c.f. Chapitre 6). Un plan détecté dans une population concentrée aura une probabilité moins forte que celle du même plan trouvé dans une population plus étendu, dans ce cas nous choisirons le plan qui a la probabilité la plus forte.

5.2.4 Volumes de sélections

Les modèles de population de satellites permettent de déterminer quels halos ont le plus de chance d'abriter une galaxie. Mais il faut aussi déterminer dans quel volume autour de l'hôte il est possible de trouver ces galaxies satellites. La première façon, la plus simple, est de prendre toutes les galaxies satellites dans un volume sphérique autour de l'hôte. Mais les observations PAndAS ne sondent pas un volume sphérique autour d'Andromède. Pour faire une comparaison propre avec les observations PAndAS nous avons défini un volume pour l'approximer :

- Le volume PAndAS : la Figure 5.2 schématise le volume de sélection PAndAS. La ligne de visée est déterminée par les deux galaxies hôtes. Chacune sera l'observateur de l'autre. Le volume PAndAS peut être approximé par un cercle de 12 degrés de rayon autour d'Andromède. On négligera la zone de couverture autour de M33. Les satellites à moins de 2.5 degrés de l'hôte ne sont pas pris en compte. On fixe aussi une limite de distance à l'hôte. Dans la simulation S_1 , les deux hôtes sont relativement éloignée, nous avons donc mis la limite ("haute") à 500kpc, mais pour S_2 , nous avons

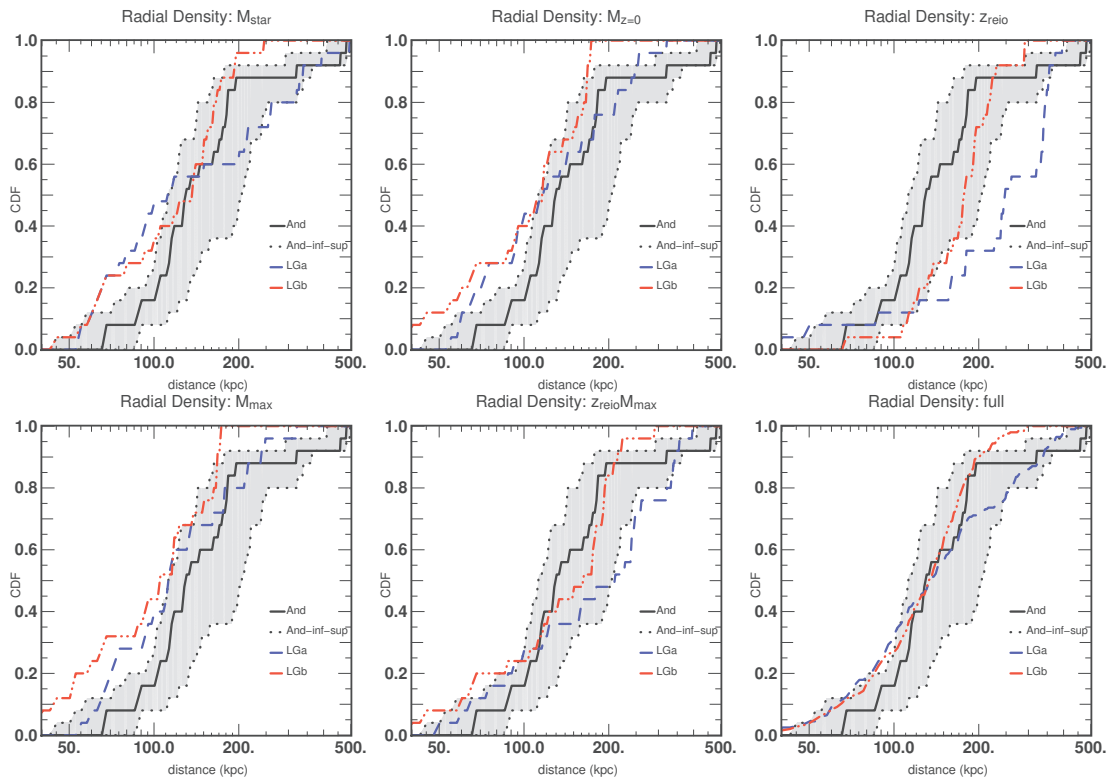


FIGURE 5.3 – Comparaison de modèles de population de satellites de la simulation S_1 avec celle d'Andromède. La galaxie hôte LG_a est en bleu, LG_b en rouge et les observations en noir avec la zone d'incertitude à 1σ en grisée. Le panneau en bas à droite et la distribution radiale des tous les satellites dans le volume PAndAS, soit 245 satellites pour LG_a et 326 pour LG_b (Gillet et al., 2015).

réduit à 450kpc. En effet, les hôtes sont plus proches, il faut donc éviter de trop inclure la population du deuxième hôte. Le volume résultant est donc l'intersection du cône de 12 degrés avec la sphère centré sur l'hôte, auquel il faut enlever le cône interne de 2.5 degrés. Ce volume de sélection, appliqué aux modèles de population de satellites, va permettre une comparaison rigoureuse avec les observations PAndAS.

- Le volume sphérique : pour aller plus loin dans l'analyse des simulations, nous avons aussi testé un volume indépendant de toute ligne de visée. Les satellites sont donc sélectionnés dans une sphère autour de l'hôte de 450kpc de rayon, en enlevant les satellites à moins de 50kpc. Ce volume permet une pleine exploration des structures dans les simulations. Comme le volume sphérique est plus grand que celui de PAndAS, nous avons aussi testé des populations plus nombreuses de satellites. En effet, dans le relevé PAndAS, certains des satellites sont à la bordure du relevé, il peut donc y avoir d'autres satellites en dehors. Nous avons donc aussi testé des populations de 30, 50, 100 et 150 satellites.

5.2.5 Comparaison des modèles de populations de satellites à celle d'Andromède

Une observable importante, entre la population de satellites observée autour d'Andromède et celle des modèles appliqués sur les simulations CLUES, est la distribution radiale des satellites autour de l'hôte. La Figure 5.3 présente la comparaison avec les observations des distributions radiales des modèles de populations de satellites appliqués à la simulation S_1 . Les populations de la simulation S_1 sont globalement trop concentrées autour de l'hôte sauf pour les modèles prenant en compte l'effet de la Réionisation.

Il sera plus facile de trouver des plans dans les populations de satellites concentrés. C'est pour cela que l'on utilise une probabilité pour comparer rigoureusement la détection aux observations, et non

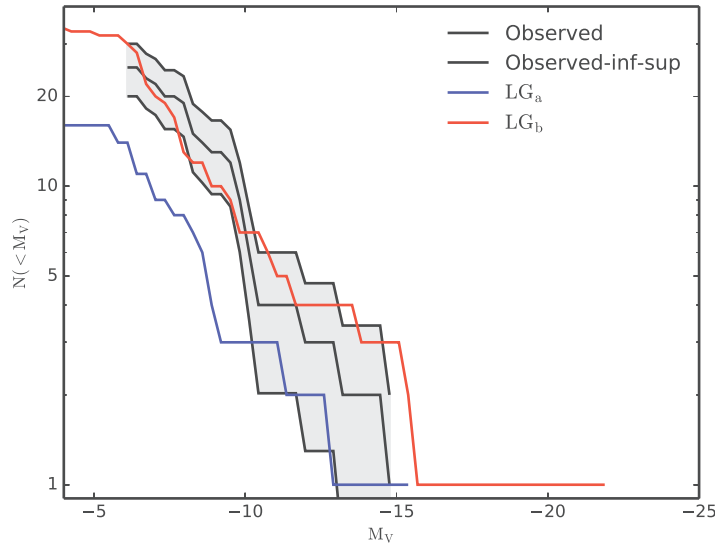


FIGURE 5.4 – Fonction de luminosité des satellites du modèle SAM sur la simulation CLUES S_2 .

pas directement ses propriétés morphologiques et géométriques (nombre de satellites, épaisseur...) (c.f. Chapitre 6). Donc malgré des populations de satellites qui ne correspondent pas bien aux observations, il est possible de comparer rigoureusement les détections aux observations.

Dans le cas de la simulation S_2 , les modèles sont en bon accord avec les observations, sauf le modèle $M_{\max}Z_{\text{acc}}$ qui est plus dilué que les observations. Ce changement par rapport à la simulation S_1 est dû à la masse des deux galaxies hôtes. Dans cette simulations, les deux galaxies sont plus massives et donc les populations de satellites sont plus étendues.

Dans le cas du modèle semi-analytique (SAM), utilisé sur la simulation S_2 , le taux de formation stellaire au cours du temps des satellites est calculé. Il est donc possible de calculer une luminosité à partir de synthèse de population stellaire aux différents redshift de formation : pour cela nous avons utilisé FSPS (Conroy 2006). Ainsi il possible d'obtenir la fonction de luminosité de la population de satellites à $z=0$. La Figure 5.4 montre cette fonction de luminosité des satellites comparée à celle observée des satellites de M31. Pour faire correspondre la fonction de luminosité de la simulation avec celle des observations on a utilisé le paramètre ε de l'Equation 5.1. En utilisant le même facteur pour les populations de deux hôtes, LG_a et LG_b , il n'est pas possible de faire correspondre les deux avec les observations. On a donc choisi de faire correspondre la population la plus brillante. Dans le cas de la simulation S_2 , c'est l'analogue de M31 qui correspond le mieux aux observations. L'hôte LG_b est plus massif que LG_a , ses satellites sont plus massifs et donc plus lumineux. Du point de vu du nombre de satellites, le modèle SAM est en bon accord avec les observations. En effet, le modèle donne 30 satellites avec une magnitude $M_v > -6$ pour LG_b , contre 25 dans les observations (et 14 pour LG_a).

Récapitulatif

- Nous disposons de deux simulations contenant un Groupe Local (S_1 et S_2).
- Nous avons mis en place huit modèles de population de satellites (cinq appliqués sur S_1 et huit sur S_2).
- Ces modèles ne sont pas tous indépendants entre eux et nous avons donc quantifié les recouvrements.
- Les populations de satellites des simulations sont plus ou moins en accord avec celle de M31. On note que la prise en compte de la Réionisation permet de diluer la population de satellites.
- Le modèle le plus complet, SAM, appliqué à la simulation S_2 donne une fonction de luminosité qui est en bon accord avec celle observée.

CHAPITRE 6

Détecter et caractériser les plans de satellites

Dans ce chapitre je détaille la méthode de détection et caractérisation de plans galaxies satellites dans une population de satellites de N_{sat} , et elle sera appliquée à la population de satellites de M31.

6.1 Méthode de détection de Plans

L'idée de base est de faire un tirage spatial de tous les plans possibles centrés sur l'hôte, et de leur attribuer une pondération qui permettra de mettre en évidence une structure planaire. En pratique le nombre de plan doit être suffisant pour bien échantillonner l'espace, avec une limitation à cause du temps de calcul. Un échantillon de 100 000 à 500 000 permet de déterminer avec précision la position d'une structure, mais en pratique un échantillon de 5 000 est suffisant pour la détection.

Pour chaque plan de l'échantillon, un poids est calculé en fonction de la population de satellites. La Figure 6.1 schématise un de ces plans dans une population de 7 satellites. Dans la suite, le choix de la pondération déterminera une méthode. Ce poids peut être calculé de différentes manières

- Dans [Ibata et al. \(2013\)](#), la pondération de chaque plans est définie comme la moyenne quadratique des distances au plan des 15 satellites les plus proches du plan.
- Dans [Gillet et al. \(2015\)](#) (Papier I dans la suite, et [citegillet2016](#) en préparation, sera Papier II), le poids est le nombre de satellites ayant une distance au plan inférieure à une certaine épaisseur, $\varepsilon = 20\text{kpc}$.
- Le rapport des valeurs propres du tenseur d'inertie (le rapport d'axes) des 15 satellites les plus proches au plan est aussi utilisée dans certaine études (e.g. [Sawala et al. 2016](#)).

Dans la suite nous allons nous concentrer sur celle décrite dans [Ibata et al. \(2013\)](#), qui est la méthode utilisée pour la détection de plan de M31 (et donc la méthode de référence) et sur celle que j'ai utilisé dans [Gillet et al. \(2015\)](#). La comparaison de ces deux méthodes a été faite dans le Papier II : elle montre que ces deux méthodes sont équivalentes. Dans Papier II nous avons étendu ces deux méthodes de façon à pouvoir sonder toutes les possibilités de plans avec moins de restrictions. En effet, au lieu de se restreindre à des sous-échantillons de 15 satellites, tous les nombres de sous-échantillons peuvent être analysés de la même manière. Ainsi, la détection de plan ne se limite plus à des structures de 15 satellites, mais à toutes la possibilité de sous-échantillons.

6.2 Caractérisation d'un plan par rapport à une distribution aléatoire

Que ce soit pour les observations ou pour les simulations, évaluer la signifiante d'une détection est primordial. La signifiante étant la probabilité d'apparaître dans une distribution aléatoire. Cela permet de quantifier la probabilité d'apparition de la détection par rapport à un tirage aléatoire. C'est utile pour justifier du poids de la détection, mais surtout, cela permet de comparer des détections entre elles. En effet,

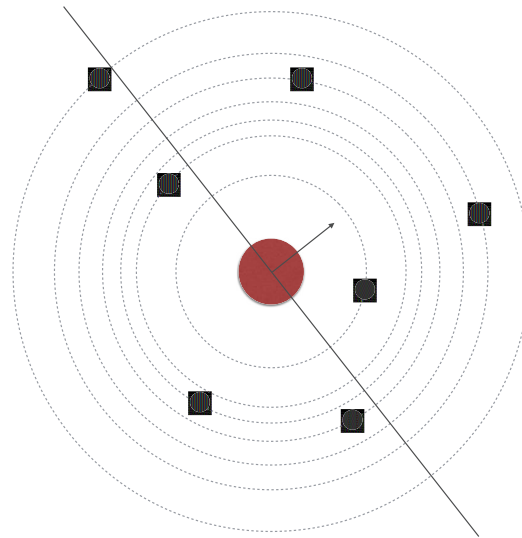


FIGURE 6.1 – Schéma de la méthode de détection de plans de satellites. L'hôte central est le disque rouge et satellites sont représenté par les points bleus. L'ensemble des distances des satellites à l'hôte définis la distribution radiale des satellites. Un plan est dessiné en noir, centré sur l'hôte, avec son vecteur directeur, \mathbf{n} .

comment comparer deux plans détectés dans des populations différentes ? Les propriétés géométriques des deux structures ne permettront pas une comparaison équitable. Alors que la signifiante va prendre en compte les différences des populations de satellites, et va permettre une comparaison rigoureuse.

En général, soit il est possible de calculer analytiquement la signifiante, soit elle est calculées numériquement en estimant la fréquence de l'événement dans un tirage aléatoire. Dans le cas des plans de satellites, la probabilité d'occurrence par rapport à un tirage aléatoire est calculée par tirage Monte Carlo.

Il est possible de séparer la signifiante d'un plan en deux parties indépendantes (supposées indépendante). La première est géométrique i.e. la position des satellites. On estime la probabilité qu'un certain nombre de satellites se retrouve dans un plan, p_{pos} . La deuxième est purement cinématique i.e la vitesse des satellites. On estime la probabilité qu'un certain nombre de satellites tournent dans le même sens, p_{cin} .

6.2.1 Probabilité de position

L'idée de base du calcul de la probabilité de position, est de répéter un grand nombre de fois l'algorithme de détection de plan sur des tirages aléatoires isotropes de population de satellites. Cela permet d'obtenir la distribution du plan en fonction du nombre de satellites dans le plan. Le point crucial est que la distribution radiale des satellites autour de l'hôte doit être conservée dans tous les tirages. C'est elle qui va principalement agir sur la valeur de la probabilité. Un plan contenant un grand nombre de satellites sera plus facile à trouver dans une distribution concentrée de satellites que dans une distribution étendue. Comme la probabilité prend en compte les différences de distributions, il est possible de l'utiliser pour comparer objectivement et rigoureusement deux détections. La Figure 6.2 montre la distribution du nombre de satellites dans le plan contenant le plus de satellite, pour différentes population (i.e. la méthode utilisée dans Gillet et al. 2015). La forme de cette distribution est la même quelque soit la population de satellites, mais il y a un décalage du pic de la distribution. Ce décalage est directement dû à la concentration de la distribution radiale satellites (concentration des satellites visible sur la Figure 5.3). Plus la concentration est forte, plus la distribution est décalée vers un grand nombre de satellites par plan (courbes verte et magenta). À l'inverse, les populations de satellites étendues ont une distribution qui ont un petit nombre de satellites par plan. Ainsi, cette distribution prend en compte directement la

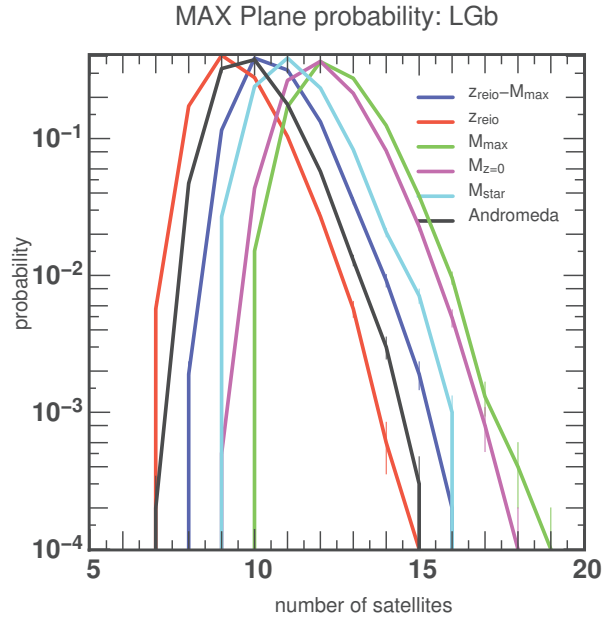


FIGURE 6.2 – Distribution de probabilité du plan contenant le plus de satellites pour les cinq modèles de population de satellites appliqués à LGB de la simulation S₁, et celle de M31 en noir. Le décalage s’explique par la différence de concentration des populations de satellites. Cette Figure est extraite du Papier I.

distribution radiale des satellites.

6.2.2 Probabilité des vitesses

Calcul de la probabilité de vitesses

Le calcul de la probabilité de co-rotation des satellites d’un plan est plus simple car elle peut être calculée analytiquement à partir de la loi binomiale. Pour un plan de N_p satellites détectés dans une population de N_{sat} satellites, on cherche la probabilité p_{cin} que au moins N_{rot} des satellites du plan tournent dans le même sens autour de l’hôte. Un satellite tourne soit dans le sens horaire soit dans le sens contraire, on suppose donc qu’il a deux possibilités équiprobables. La probabilité que N_{rot} satellites partagent le même sens de rotation (horaire ou anti-horaire) est défini par la loi binomiale :

$$p(X = N_{rot}|N_p) = 2 \binom{N_p}{N_{rot}} 0.5^{N_p}. \quad (6.1)$$

Le facteur deux vient du fait qu’il n’y a pas un sens de rotation préférentiel. Il en découle que la probabilité qu’au moins N_{rot} satellites partagent le même sens de rotation est la somme, de N_{rot} à N_p , de la probabilité définie Équation 6.2 :

$$p_{cin} = p(X \geq N_{rot}|N_p) = \sum_{k=N_{rot}}^{N_p} p(X = k|N_p) = 2 \sum_{k=N_{rot}}^{N_p} \binom{N_p}{k} 0.5^{N_p}. \quad (6.2)$$

Dans le cas de M31, le plan est composé de 15 satellites et 13 semblent avoir le même sens de rotation, la probabilité de rotation est donc $p_{cin}(13|15) = 0.7\%$. Dans la simulation la projection de la vitesse 3D du satellite sur le plan est utilisée, alors que dans les observations, seule la composante sur la ligne de visée de la vitesse est connue.

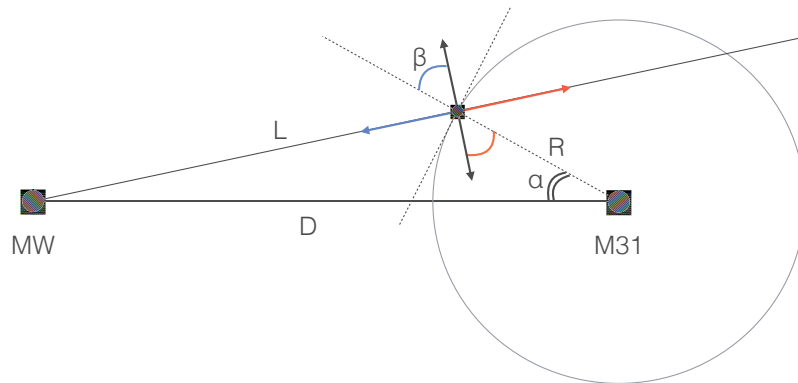


FIGURE 6.3 – Schéma de la détermination de l'erreur géométrique de l'estimation du sens de rotation. La position du satellite est déterminé par son angle α avec la ligne MW, M31 et par sa distance à M31 (R). La distance MW, M31 est $D = 780\text{Mpc}$, et L est la distance du satellite à la MW. La vitesse du satellites n'est mesurée que sur la ligne de visé, soit il se rapproche (flèche bleu), soit il s'éloigne (flèche rouge). Le sens de rotation observé est est estimé directement à partir de cet vitesse.

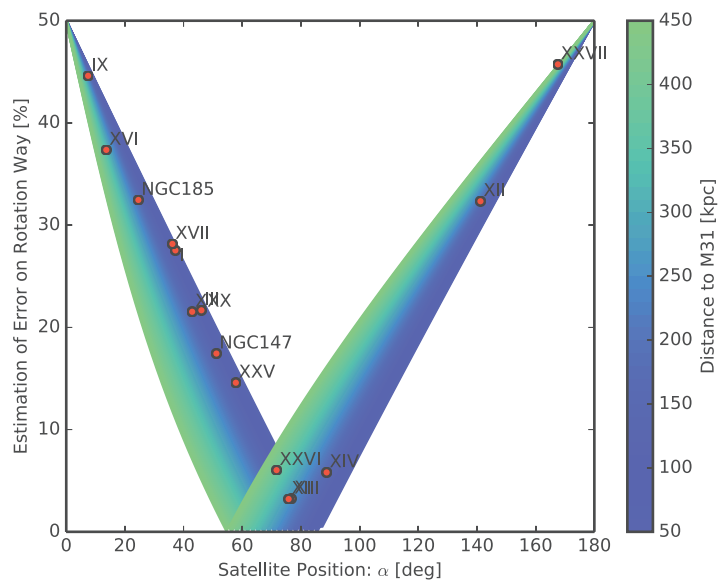


FIGURE 6.4 – L'estimation de la probabilité d'erreur sur le sens de rotation en fonction de la position du satellite autour de M31, avec α son angle avec la ligne MW, M31 et la couleur sa distance à M31. Plus le satellites est proche de la ligne MW, M31 (.i.e α proche de 0 ou 180 degré), plus la probabilité de ce tromper sur le sens de rotation du satellites est grande. Le nom des satellites est affiché à côté du point correspondant.

Erreur sur l'estimation du sens de rotation

Dans la simulation la vitesse d'un satellite est totalement connue, contrairement aux observations des satellites de M31, où seule la vitesse sur la ligne de visée est mesurée. Une seule composante de vitesse sur les trois est donc utilisée pour déterminer le sens de rotation des satellites du plan de M31, le sens de rotation ne peut donc pas être certain. Dans le cas du plan de M31, par chance ou coïncidence, le plan est vue par la tranche, ce qui réduit la possibilité de ce tromper, mais le sens de rotation ne peut toujours pas être déterminé à 100%.

La Figure 6.3 illustre le problème. Avec uniquement des considérations géométriques, il est possible de déterminer la probabilité de se tromper sur le sens de rotation. La position du satellite est déterminée par l'angle α avec la ligne MW, M31 et par sa distance à M31. La vitesse du satellites n'est mesurée que sur la ligne de visée, soit il se rapproche (flèche bleu), soit il s'éloigne (flèche rouge). Le sens de rotation observé est donc estimé directement à partir de cet vitesse. Le problème de l'estimation du sens de rotation est 2D, et n'utilise que la vitesse projetée sur le plan du satellite : il y a donc une seule inconnue de vitesse, la vitesse tangentielle contenue dans le plan, représentée par les flèches noires. Prenons par exemple le cas d'un satellite entre MW et M31 et qui se rapproche (flèche bleue de la Figure 6.3), se satellite semble tourner dans le sens anti-horaire. Si la composante de vitesse tangentielle (flèche noire vers le haut de la Figure) est suffisamment forte, la vitesse réelle du satellite peut être dans la zone définie par l'angle β bleu, et donc le satellite tourne en réalité dans le sens horaire. La zone défini par l'angle β est donc la zone d'erreur .i.e la vitesse sur la ligne de visée estime une rotation anti-horaire alors que le satellite tourne dans le sens horaire. La probabilité d'erreur géométrique est donc définie par le rapport de l'angle d'erreur par tous les angles possibles .i.e $\beta/180$, pour une position (α, R) donnée. Cette probabilité d'erreur géométrique peut être calculée pour toutes les positions possibles de satellites en utilisant les Équations 6.3 et 6.4 :

$$\cos(\alpha) = \frac{D^2 + R^2 - L^2}{2.D.R}. \tag{6.3}$$

$$\sin(\beta) = \frac{D^2 - R^2 - L^2}{2.L.R} = \frac{D.\cos(\alpha) - R}{L}. \tag{6.4}$$

La première permet de déterminer l'angle de position α et la deuxième l'angle d'erreur β en fonction des paramètres géométriques. La Figure 6.4 montre la probabilité d'erreur en fonction de la position du satellite définie par le couple (α, R) , avec α allant de 0 à 180 degré et R, la distance du satellite, allant de 50 à 450kpc. La possibilité d'erreur est maximale lorsque le satellites est proche de la ligne MW, M31 (.i.e α proche de 0 ou 180 degré) et est nulle lorsque la ligne de visée est tangente au cercle définie par la distance du satellites à M31. Les points rouges sont les 15 satellites du plan de M31. Il y a trois satellites avec une probabilité d'erreur supérieure à 35%. Ces trois satellites sont And IX , And XVI et And XXVII. And XXVII est l'un des deux satellites du plan tournant dans le sens opposé à la majorité, et And IX et And XVI font parti des 13 satellites tournant dans le même sens. Il donc difficile de dire si le plan contient 11, 12, 13 ou 14 satellites en co-rotation. Dans Ibata 2013, 13 satellites sur 15 ont été considéré comme tournant dans le même sens, se qui donne $p_{\text{cin}}(13|15) = 0.7\%$. Mais si l'on considère les cas extrêmes, avec 11 ou 14 satellites en co-rotation, cette probabilité va varier d'un facteur 16 ou 0.13 (= 1/7.5).

Comme la probabilité d'erreur pour chaque satellites du plan de M31 est maintenant connue, il est possible de calculer la probabilité qu'il y ait au moins une erreur dans les 15 estimations de sens de rotation. Cette probabilité est égale à un moins la probabilité que toutes les estimations soit bonnes :

$$p(X \geq 1) = 1 - p(X = 0) = 1 - \prod_{i=1}^{15} (1 - \beta_i/180). \tag{6.5}$$

La probabilité d'avoir au moins une erreur sur le sens de rotation des satellites dans le plan de M31 est de 98.4%.

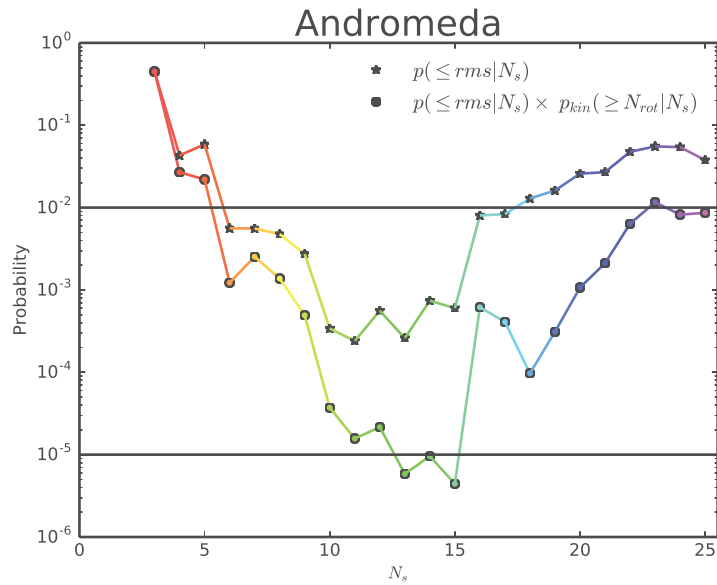


FIGURE 6.5 – Probabilité d’une structure planaire en corotation en fonction du nombre de satellites autour de M31. Les étoiles donnent uniquement la probabilité de position, et les points donnent la probabilité totale. Pour chaque nombre de satellites, c’est la probabilité minimum qui est rapportée.

Le calcul de cette erreurs ne se base que sur les considérations géométriques des satellites, les positions, et l’orientation des vitesses. Mais la valeur des vitesses des satellites apporte aussi une information. En effet, la gamme de vitesses possibles d’un satellite est bornée (par la vitesse de libération par exemple). En fonction de la valeur de la vitesse observée sur la ligne de visée, il est possible de donner une limite supérieure à la vitesse tangentielle. Si la vitesse tangentielle est limitée, la zone d’erreur β sur la Figure 6.3 sera plus petite, est donc la possibilité d’erreur plus faible. L’estimation de l’erreur avec seulement les considérations géométriques est donc la borne supérieure de l’erreur possible. Le but du calcul de cette probabilité d’erreur est juste d’illustrer, et grossièrement quantifier l’erreur sur le sens de rotation des satellites dans le plan. L’estimation de cette erreur permet juste de nuancer la valeur de la probabilité des observations. On retiendra que la valeur de la probabilité de rotation du plan de M31 peut varier d’un facteur ~ 16 ou $\sim 1/8$.

6.2.3 Probabilité total d’une détection

Comme on considère la probabilité de position et de vitesse indépendantes, la probabilité total d’un plan en co-rotation est le produit de ces deux probabilités. Pour le cas de M31, la Figure 6.5 montre la probabilité totale (points) minimum pour chaque nombre de satellites possible. On constate que la probabilité minimum ($> 10^{-5}$) est bien pour un plan contenant 15 satellites. Les variations sont aussi intéressante entre 3 et 15 satellites, la probabilité totale ne fait que décroître, et subitement à 16 satellites, la probabilité remonte. Ce saut de dans la probabilité indique un changement de structure entre 15 et 16 satellites. La probabilité redescend légèrement à 18 satellites puis monte doucement jusqu’à 10^{-2} pour 25 satellites.

CHAPITRE 7

Les plans dans les simulations CLUES

Dans les deux chapitres précédents (5 et 6) nous avons introduit les deux simulations CLUES et les modèles de populations de satellites associées aux quatre galaxies hôtes. Nous avons aussi détaillé les méthodes de détections de plans, testées sur la population observée des satellites d'Andromède. L'objectif est d'appliquer ces méthodes aux populations de satellites simulées.

On considère donc plusieurs populations de satellites autour des quatre galaxies hôtes (5 pour la simulation S_1 et 8 pour la simulation S_2). Dans le cas de la simulation S_1 , les populations de satellites contiennent 27 satellites dans un volume équivalent à celui de PAndAS, légèrement modifié à cause de la grande distance entre les deux galaxies hôtes. Dans le cas de la simulation S_2 , les populations contiennent 25 satellites dans un volume PAndAS. On a vu que leurs distributions radiales (et fonction de luminosité dans un cas) sont comparables à celle de M31. Est-ce que ces populations de satellites contiennent aussi un plan fin en co-rotation ?

7.1 Comparaisons des plans CLUES et M31

Les détections La détection de plans a été appliquée à toutes les populations, et nous avons sélectionné les deux plans les plus significatifs pour chaque simulation. Les Figures 7.1 et 7.2 présentent les plans les plus significatifs des simulations S_1 et S_2 . Chaque Figure montre les vues de face, de profil et Aitoff des plans, avec les vitesses des satellites (en rouge ou bleu en fonction du sens de rotation dans le plan). Et le Tableau 7.1 résume les propriétés de ces deux plans, avec en comparaison, celles du plan de M31. Les deux structures contiennent 14 et 13 satellites avec 11 et 12 satellites en co-rotations. Dans les deux cas, c'est moins que le plan de M31, qui contient 15 satellites avec 13 en co-rotations. Bien que ces deux plans contiennent moins de satellites que celui de M31, on peut affirmer que ce sont des structures planaires significatives, car leurs probabilités d'apparaître dans une population aléatoire sont respectivement de $1.6 \times 10^{-2} \%$ et $8.8 \times 10^{-3} \%$. Ces deux probabilités sont plus grandes que celle

| (1) | (2) | (3) | (4) | (5) | (6) | (7) |
|-------|-------|-----------|----------------|------------------------|---------------------|----------------------|
| | N_p | N_{rot} | $p_{tot} (\%)$ | σ_{\perp} (kpc) | $\sigma_{//}$ (kpc) | L_{LoS} |
| S_1 | 14 | 11 | 0.016 | 14.4 | 176.3 | $1.23^{1.98}_{0.42}$ |
| S_2 | 13 | 12 | 0.0088 | 13.9 | 133.5 | $1.07^{1.57}_{0.74}$ |
| M31 | 15 | 13 | 0.00096 | 12.95 | 191.43 | 1.3 |

TABLEAU 7.1 – Résumé des propriétés des deux meilleurs plans de S_1 et S_2 comparés à celui de M31. Dans l'ordre des colonnes, le nombre de satellites dans le plan, le nombre de satellites en co-rotation, la probabilité totale, l'épaisseur, dispersion radiale et la moyenne du moment angulaire spécifique médian sur plusieurs lignes de visées (en $\times 10^4 \text{km.s}^{-1} \cdot \text{kpc}$) (en exposant les valeurs minimum et maximum).

CHAPITRE 7. Les plans dans les simulations CLUES

Comparaisons des plans CLUES et M31

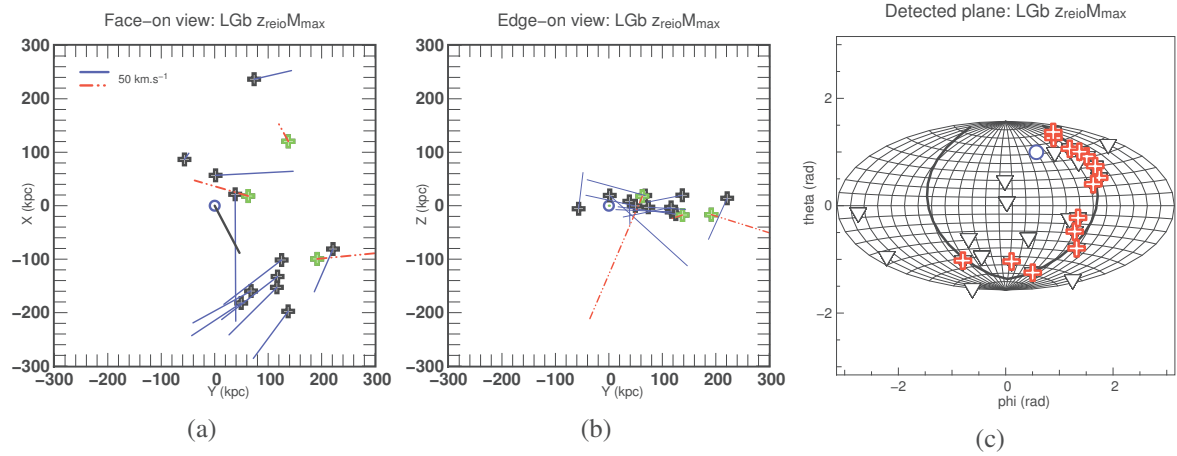


FIGURE 7.1 – Plan de la simulation S_1 trouvé dans le modèle de population de satellites $M_{\max}Z_{\text{reio}}$ autour de l'hôte LG_b (ligne (1) du Tableau 7.1). **Panneau (a)** : Vue de face du plan. **Panneau (b)** : Vue par la tranche du plan. **Panneau (c)** : Vue en projection Aitoff du plan dans le ciel de l'hôte.

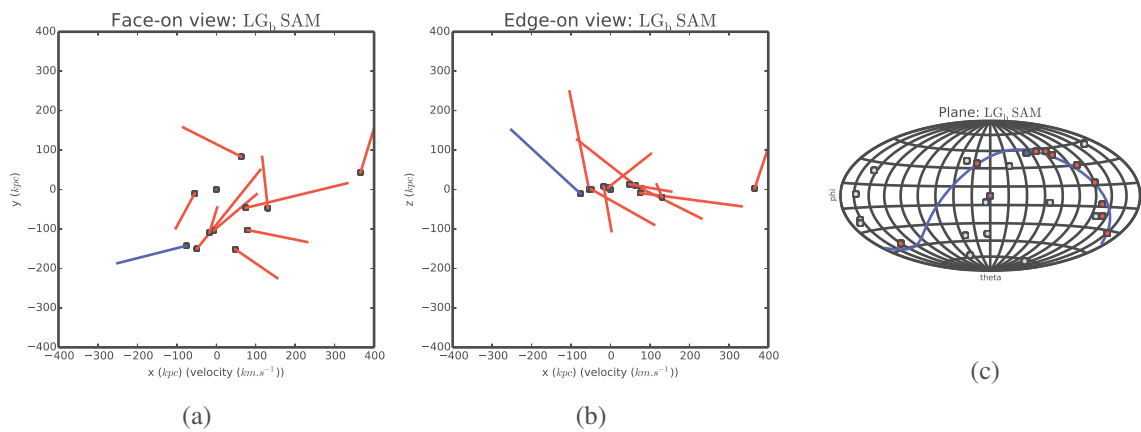


FIGURE 7.2 – Plan de la simulation S_2 trouvé dans le modèle de population de satellites SAM autour de l'hôte LG_b (ligne (1) du Tableau 7.1). **Panneau (a)** : Vue de face du plan. **Panneau (b)** : Vue par la tranche du plan. **Panneau (c)** : Vue en projection Aitoff du plan dans le ciel de l'hôte.

du plan observé, $9.6 \times 10^{-4} \%$, mais la probabilité du plan de la simulation S_2 est plus grande juste d'un ordre de grandeur. Si on utilise la discussions sur l'erreur possible dans l'estimation du sens de rotation des satellites observé (c.f. Section 6.2.2) la probabilité du plan simulé est comparable à celle des observations. Le premiers résultat est donc que des plans de satellites significatifs existent dans les simulations Λ CDM.

Les caractéristiques géométriques et cinématiques Ensuite, ces plans ont des propriétés comparables à celles du plan de M31. D'abord d'un point de vue géométrique, dans les deux cas, les structures sont fines, environ ~ 14 kpc d'épaisseur, et étendues > 130 kpc, mais aussi cinématique avec le paramètre L_{LoS} . En effet, ce paramètre est le moment angulaire spécifique médian sur la ligne de visée (la médiane du produit de la distance des satellites et de leur vitesse). Pour les simulations, une centaine de lignes de visées (voyant le plan par la tranche) sont utilisées pour calculer cette valeur, et la colonne (7) du Tableau 7.1 montre la moyenne de ce paramètre sur toutes les lignes de visées ainsi que la valeur minimum et maximum. Les simulations ont des valeurs moyennes de L_{LoS} (en unité : $\times 10^4 \text{ km.s}^{-1} \cdot \text{kpc}$) de 1.23 et 1.07, ce qui est comparable à celle de M31 de 1.3. Même si les valeurs moyennes sont légèrement plus faible, on constate que les valeurs maximum (1.98 et 1.57) sont supérieures aux observations, et donc compatibles.

Aspect des plans Les Figures 7.1a et 7.2a montrent les vues de face des deux plans des simulations. La couleur des vitesses des satellites indique leur sens de rotation dans le plan (bleu : sens horaire, rouge : sens anti-horaire). Les plans sont centrés sur la position de l'hôte. Dans le cas du plan de la simulation S_1 (Figure 7.1a) la direction de la galaxie paire est indiquée par le vecteur noir partant du centre (en bas à droite). Dans le cas du plan de la simulation S_2 (Figure 7.2a) la galaxie paire se trouve sur l'axe des "-x" (sur la gauche). Sur ces vues de face on constate que les plans ne sont pas "équilibrés", une majorité de satellites se trouvent d'un côté. Par exemple, sur la Figure 7.1a, si on divise l'espace en deux verticalement, 13 satellites sont d'un côté et seulement 1 de l'autre. Et sur la Figure 7.2a, si on divise horizontalement on trouve 11 et 2 satellites de chaque côté. La Figure 5.1b montre la même vue de face pour le plan observé de M31, et on constate que le plan observé est aussi "déséquilibré" : si on coupe verticalement, 13 satellites sont d'un coté, et seulement 2 de l'autre. Ce déséquilibre des plans peut être expliqué par la présence de groupe cohérent de satellites. Sur la Figure 7.1a le groupe de 6 à 7 satellites est bien visible (dans le quart inférieur droit). Sur la Figure 7.2a le groupe est moins visible mais 5 à 6 satellites semblent composer un groupe (quart inférieur droit). Cet aspect de groupe est aussi visible dans le plan de M31 (Figure 5.1b). Avec ces deux détections dans les simulations CLUES Il semble donc que les plans soient composés d'un groupe cohérent de satellites, et le reste des autres satellites du plan sont alignés avec ce groupe de manière fortuite. Le deuxième résultat est donc que les plans des simulations sont géométriquement et cinématiquement similaires au plan de M31, et présentent le même aspect "en paquets". Le troisième résultat est que ces plans ne sont donc pas des structures entières, mais composés d'une moitié cohérente et d'une moitié "aléatoire".

Pour aller plus loin dans la comparaison, le plan de M31 est quasiment aligné avec la Voie lactée, et la majorité des satellites du plan sont du coté de la Voie Lactée. Les deux plans détectés dans les simulations CLUES ne sont pas alignés avec la galaxie voisine (avec des angles d'environ $\sim 30^\circ$). Comme les plans ne sont pas alignés avec l'autre galaxie, la notion "du coté de l'autre hôte" pour les satellites des plans n'est pas utilisable.

Vitesses perpendiculaires aux plans Les Figures 7.1b et 7.2b présentent les vues de la tranche des plans des simulations. Cette projection met en avant la composante perpendiculaire aux plans des vitesses des satellites. On peut donc visuellement dire si les plans semblent être stables ou non. À noter que cette projection est inutile pour le plan de M31, car seule la composante sur la ligne de visée des vitesses est connue, et que par coïncidence, le plan est vu par la tranche. Ainsi toutes les vitesses des satellites du plan de M31 semble être contenues dans le plan. Pour les simulations, on constate qu'entre 5 et 7 satellites ont des vitesses perpendiculaires aux plans élevées. Ces satellites ne semble donc pas participer

à une structure stable dans le temps. En remontant les positions des satellites, on trouve, par exemple, que l'épaisseur du plan de la simulation S_2 passe de 13.9 kpc à 75.5 kpc en 1.5 milliard d'années. Le quatrième résultat est donc que les plans détectés dans les simulations ne sont pas des structures stables i.e qui existent depuis plusieurs milliards d'années.

Modèles de populations de satellites Avec les deux exemples de plans présentés précédemment (et d'un point de vue général, c.f. Papier I et II), il semble que les structures les plus significatives soient détectées dans les modèles de populations de satellites incluant une modélisation de l'impact de la réionisation. Les deux plans présentés dans le Tableau 7.1 ont été détecté dans le modèle $M_{\max Z_{\text{reio}}}$ et dans le SAM. Le cinquième résultat est qu'une prise en compte réaliste de la propagation du rayonnement UV pendant la réionisation semble produire des population de satellites en bon accord avec les observations.

Et finalement, la dernière observation est que les plans les plus significatifs sont détectés autour de la galaxies LG_b dans les deux simulations. LG_b étant l'analogue de M31, et donc la galaxie la plus massive de la paire. De plus les galaxies de la simulations S_2 sont plus massives que celle de S_1 , et le plan détecté dans S_2 est plus significatif que celui de S_1 . Il semble donc que la capacité à détecter des plans de satellites soit liée à la masse de la galaxie hôte. Mais cette conclusion ne restera qu'une hypothèse car nous ne disposons que de quatre galaxies hôtes pour le moment.

Élargissement du volume et du nombre de satellites En plus de l'étude de populations de satellites équivalente à celle observée autour de M31, j'ai décidé de d'élargir le nombre de populations sondées en libérant certaines contraintes observationnelles comme le volume d'observation et le nombre de satellites. Ainsi on peut complètement explorer l'espace autour des hôtes. Avec ces nouvelles conditions il est possible de trouver des plans significatifs dans des populations de 50 à 150 satellites, même si aucun de ces plans n'atteint la probabilité du plan de M31. Ces plans contiennent environ un tiers de la population totale, la comparaison directe avec le plan de M31 n'est plus possible. Ils contiennent plus de satellites, sont plus épais, et entre la moitié et deux tiers des satellites des plans ont le même sens de rotation (c.f. Figure 7 de Papier I et Figure 11 de Papier II).

Récapitulatif Pour conclure sur la recherche de plans de galaxies satellites dans les deux simulations CLUES :

- Des plans de satellites significatifs existent dans ces deux simulations CLUES. Même si aucune détection n'a atteint la même probabilité que les observations, certaines sont juste à moins d'un ordre de grandeur au dessus, ce qui est compatible avec les observations en prenant en compte les incertitudes du nombre de satellites en co-rotation, .
- Ces plans sont géométriquement et cinématiquement équivalents au plan de M31, et présentent le même aspect structurel.
- Ces plans ne sont pas des structures entières, mais composés d'une moitié cohérente et d'une moitié aléatoire. La moitié étant un groupe de satellites qui provoque la tendance de co-rotation générale.
- Les plans détectés dans les simulations ne sont pas des structures stables i.e qui existent depuis plusieurs milliards d'années. En effet, en remontant le temps, l'épaisseur des plans augmente d'un facteur 5 en moins de deux milliards d'années.
- Une prise en compte réaliste de la propagation du rayonnement UV pendant la réionisation semble produire des populations de satellites en bon accord avec les observations. La réionisation affecte la capacité d'un halo à former une galaxie lumineuse et la distribution radiale de ces dernière par rapport à l'hôte, ce qui va finalement avoir un influence sur la capacité de trouver une structure planaire significative.
- Il semble que les plans les plus significatifs soient détectés autours des galaxies les plus massives. Dans notre échantillon de quatre galaxies, se sont les deux analogues à M31 qui possèdent les

plans les plus significatifs. Cette conclusion n'est qu'une tendance qui doit être confirmée par une étude sur un plus grand nombre de galaxies hôtes.

7.2 Gillet et al. (2015)

VAST PLANES OF SATELLITES IN A HIGH-RESOLUTION SIMULATION OF THE LOCAL GROUP: COMPARISON TO ANDROMEDA

N. GILLET¹, P. OCVIRK¹, D. AUBERT¹, A. KNEBE², N. LIBESKIND³, G. YEPES², S. GOTTLÖBER³, AND Y. HOFFMAN⁴

¹ Observatoire astronomique de Strasbourg, Université de Strasbourg, CNRS, UMR 7550, 11 rue de l'Université,
F-67000 Strasbourg, France; nicolas.gillet@astro.u-stras.fr

² Departamento de Física Teórica, Módulo, Universidad Autónoma de Madrid, Cantoblanco E-28049, Spain

³ Leibniz-Institute für Astrophysik Potsdam (AIP), An der Sternwarte 16, D-14482 Potsdam, Germany

⁴ Racah Institute of Physics, Hebrew University, Jerusalem 91904, Israel

Received 2014 October 16; accepted 2014 December 9; published 2015 February 5

ABSTRACT

We search for vast planes of satellites (VPoS) in a high-resolution simulation of the Local Group performed by the CLUES project, which improves significantly the resolution of previous similar studies. We use a simple method for detecting planar configurations of satellites, and validate it on the known plane of M31. We implement a range of prescriptions for modeling the satellite populations, roughly reproducing the variety of recipes used in the literature, and investigate the occurrence and properties of planar structures in these populations. The structure of the simulated satellite systems is strongly non-random and contains planes of satellites, predominantly co-rotating, with, in some cases, sizes comparable to the plane observed in M31 by Ibata et al. However, the latter is slightly richer in satellites, slightly thinner, and has stronger co-rotation, which makes it stand out as overall more exceptional than the simulated planes, when compared to a random population. Although the simulated planes we find are generally dominated by one real structure forming its backbone, they are also partly fortuitous and are thus not kinematically coherent structures as a whole. Provided that the simulated and observed planes of satellites are indeed of the same nature, our results suggest that the VPoS of M31 is not a coherent disk and that one-third to one-half of its satellites must have large proper motions perpendicular to the plane.

Key words: galaxies: dwarf – galaxies: kinematics and dynamics – Local Group

1. INTRODUCTION

The discovery of the planar distributions of satellite galaxies around the Milky Way (MW; Lynden-Bell 1976; Kunkel & Demers 1976) and Andromeda (Koch & Grebel 2006; McConnachie & Irwin 2006; Ibata et al. 2013; Conn et al. 2013) is regarded as a new challenge to galaxy formation theory in the context of the standard model of cosmology Λ CDM (Kroupa et al. 2005). Using Pan-Andromeda Archaeological Survey (PANAS), Ibata et al. (2013, hereafter I13) and Conn et al. (2013) found that among the 27 known satellites of Andromeda, 15 are located within a very thin, extended plane (with a thickness of 12.6 ± 0.6 kpc and about 200 kpc in radius). Moreover, they estimate, from the radial velocities, that 13 are co-rotating. Shaya & Tully (2013) find that of the 12 remaining satellites, 8 sit on a second plane roughly parallel to that found by I13. While such planar distributions of satellites are not impossible to find in Λ CDM simulations (Aubert et al. 2004; Libeskind et al. 2005; Kang et al. 2005; Zentner et al. 2005; Libeskind et al. 2007; Deason et al. 2011; Libeskind et al. 2009), their frequency and quantitative resemblance with the observed I13 vast planes of satellites (VPoS) are hotly debated. Bahl & Baumgardt (2013) investigated the incidence of planar alignments of satellite galaxies in the Millennium-II simulation and concluded that vast, thin planes of dwarf galaxies, similar to that observed in the Andromeda galaxy (M31), occur frequently in Λ CDM cosmology. Shortly afterward, Ibata et al. (2014b) and Pawlowski et al. (2014) re-examined this simulation, accounting for the observed plane's extent, thickness, and abundance, and came to the opposite conclusion, that only 0.04% of galaxies possess planes as extreme as M31's. These studies were performed, “with the caveat that the Millennium-II simulation may not have sufficient mass resolution to identify

confidently simulacra of low-luminosity dwarf galaxies”, as duly noted by Ibata et al. (2014b, page 1): the semi-analytic modeling of Guo et al. (2013) differentiates normal galaxies from “orphans,” the latter being systems whose parent sub-halo is no longer resolved. It is possible that many of these orphans are tidally disrupted, and hence that they are not directly comparable to the observed dwarf galaxies. In the present paper, we avoid this caveat by using a high resolution of the local group performed by the Constrained Local UniversE Simulation (CLUES) project, offering an improvement of a factor 15 in mass resolution with respect to the Millennium-II simulation, which allows us to resolve the satellites in the mass range of interest more consistently. This improvement comes however at the cost of volume, as we are left with only two host galaxies to study in the present paper. In Section 2, we present the simulation, the satellite population models used, and the method for detecting planes of satellites. In Section 3, we present the results and the detected planes, followed by a short discussion and our conclusions.

2. METHODOLOGY

This section describes the simulation used, the satellite population models, and the method for detecting and quantifying satellite alignments.

2.1. The CLUES Simulation

The simulation we use in this study was performed by the CLUES project (Gottloeber et al. 2010; Yepes et al. 2014), using GADGET2 (Springel 2005). It was run using standard Λ CDM initial conditions assuming a WMAP3 cosmology, i.e., $\Omega_m = 0.24$, $\Omega_b = 0.042$, $\Omega_\Lambda = 0.76$ (Spergel et al. 2007), and uses a zoom technique, where a small, high-resolution region is embedded in a larger, low-resolution box providing the

large-scale cosmological context. The zoom region is about $2 h^{-1}$ Mpc wide at $z = 0$ and contains a Local Group analog, with a mass resolution of $m_{\text{dm}} = 2.1 \times 10^5 h^{-1} M_{\odot}$ for the high-resolution dark matter particles and $m_{\text{gas}} = 4.42 \times 10^4 h^{-1} M_{\odot}$ for the gas. The feedback and star formation prescriptions of Springel & Hernquist (2003) were used. For more details we refer the reader to (Gottloeber et al. 2010). This simulation has been used to investigate a number of properties of galaxy formation at high resolution (Forero-Romero et al. 2011; Knebe et al. 2011a, 2011b; Libeskind et al. 2011a, 2011b) and reionization studies (Ocvirk et al. 2013, 2014). Besides being a well-studied simulation, the advantage of this data set for the present study is twofold. First of all, it produces a fairly realistic Local Group at $z = 0$: the MW and M31 are in the correct range of separation and total virial mass: $5.71 \times 10^{11} M_{\odot}$ for the MW and $7.81 \times 10^{11} M_{\odot}$ for M31 at a virial radius of 220.4 kpc and 244.58 kpc, respectively (Table 2 of Libeskind et al. 2010). Also a cluster of roughly the size of Virgo is found some 12 Mpc away from the simulated LG. In the rest of the paper, and for the sake of clarity, we will refer to the simulated galaxies as LGa and LGb, respectively, while MW and the M31 will refer to the real galaxies. Second, its mass resolution in the zoomed region allows us to resolve $M_{\text{halo}} = 4.2 \times 10^6 h^{-1} M_{\odot}$ halos, which is comfortably below the expected or measured mass range of the satellite population of M31, and 15 times smaller than the twenty-particle halos of the Millenium-II simulation. The dark matter catalogs are produced by the Amiga halo finder (Gill et al. 2004; Knollmann & Knebe 2009), and no halos that are contaminated with low-resolution particles are found within the volume considered here and thus only halos fully resolved by the lowest mass particles are used in our analysis. These $z = 0$ halo catalogs give the mass, positions, and velocities of the dark matter halos. They will be used to analyze the properties of the satellite populations obtained. The simulation was also post-processed with the radiative transfer code ATON (Aubert & Teyssier 2008, 2010) in order to compute a reionization redshift for each halo, which will be used in our satellite population models. This is described in detail in Ocvirk et al. (2014), which also used the results of this post-processing to study the correlation between present-day satellite positions and their reionization histories.

2.2. Spatial Selection

In order to be able to make the comparison of the simulation with the observed plane of satellites as direct as possible, we first perform a spatial selection of our halo populations as close as possible to the PAndAS volume. We also explore a different, slightly wider volume, and finally consider a spherical volume.

1. PAndAS: our first volume is a PAndAS-like volume around the host galaxy. The line of sight is taken along the line linking LGa to LGb, and we fixed the distance of the observer at 780 kpc. The galaxy LGa will be the observer of LGb and vice-versa. The PAndAS area is modeled by a circular area of 12° around Andromeda and because of the contamination due to Andromeda's stellar disk, satellites in the central $2:5$ are rejected. Also detected satellites are constrained to 500 kpc from the host forward and backward. We do not consider the extension of the survey around M33, which contains two satellites in the observations.
2. PAndAS-bis: here we will consider a modified PAndAS volume. The distance of the observer is increased to 1200 kpc, the outer angle limited to 10° and the inner to 2° . This volume, larger than the original PAndAS volume,

allows us to probe other configurations of the satellite population.

3. Spherical: our third volume is a simple sphere around the host, and therefore there is no line of sight. Satellites have to be closer than 500 kpc and further than 50 kpc from the host. This type of volume is similar to that chosen by Bahl & Baumgardt (2013) using the Millenium-II simulation, which is why we include it in this study. This simple volume also allows us to explore the spatial distribution of satellites of the simulation more systematically, without the possible bias induced by the line of sight.

We now turn to modeling the satellite population of our simulated galaxies.

2.3. Satellite Population Models

The PAndAS survey only detected the 27 brightest satellites, while our simulation counts thousands of dark matter halos around each galaxy. Therefore, we need to find out which of our dark matter halos will be the 27 brightest, i.e., which ones will have the largest stellar mass. There is no real consensus on what shapes the properties of satellite populations, and as a result their modeling is still very uncertain. Therefore, we chose to explore a number of simple recipes, in an attempt to emulate at least partially the variety of models found in the literature. The initial halo catalog we used gives us for a sphere of 2 Mpc around LGa and LGb, 5563 satellites and 6823, respectively, with their positions, velocities, dark matter masses at $z = 0$, maximum dark matter masses throughout their assembly history M_{max} , stellar masses M_{star} , and reionization redshift z_r . We use this data and simple selections on these quantities or combinations thereof in order to mimic the basic behavior of a number of popular models.

First of all, we consider as surviving halos at $z = 0$ only those having retained more than 5% of their maximum mass M_{max} . Halos with larger mass loss are assumed to have experienced strong tidal disruption during their accretion on the host LGa or LGb and have lost their stars to the stellar halo of the host. This is similar to what is found in the literature (Busha et al. 2010; Ocvirk & Aubert 2011; Macciò et al. 2010). Tests indicate that this criterion does not have a strong impact on our results. We also keep as satellites only those sub-halos which are gravitationally bound to the host. Then we select the N_{sat} brightest halos (we will consider samples of $N_{\text{sat}} = 25, 27, 30, 35, 50, 100,$ and 150 satellites) according to simple stellar content modeling using physically motivated criterions. The five models we considered are listed below. We do not focus on the absolute stellar mass content given by these models, but only use them in a relative manner, so as to determine the brightest N_{sat} .

1. M_{star} : the CLUES hydrodynamical simulation we used spawns star particles using the Springel & Hernquist (2003) formalism. Therefore a stellar mass M_{star} can be computed for all dark matter halos. However, the properties of low-mass satellites populations are notoriously difficult to reproduce even with high-resolution hydrodynamical runs. Moreover, the simulation used a uniform UV background at reionization and therefore does not account for local inside-out effects such as shown in Ocvirk et al. (2013, 2014). Therefore we decided to explore several modeling alternatives.
2. $M_{z=0}$ (simple abundance matching): here we assume that the brightest satellites should be the most massive ones at $z = 0$. This is the basic underlying assumption of

the abundance matching technique, widely used in semi-analytical modeling. This assumption is supported by the results of, e.g., Brook et al. (2014), where the stellar mass is taken to be a monotonic function of halo mass at $z = 0$, but challenged by other groups (Sawala et al. 2014) because of the stochasticity of star formation at the mass scale of the faint M31 and MW satellites.

3. z_r (reionization reshifts): For each satellite we computed the redshift of last reionization using the results of the radiative transfer post-processing of Ocvirk et al. (2014). Reionization is thought to be one of the main causes of the low efficiency of star formation in low-mass satellites, as suggested for instance by Brown et al. (2014). Very often semi-analytical models account for reionization by shutting down star formation in low-mass halos (Koposov et al. 2008; Busha et al. 2010; Ocvirk & Aubert 2011) at z_r . Therefore one could expect that the halos with the latest reionization redshift z_r will be the brightest.
4. M_{\max} : according to Gnedin (2000), the effect of reionization on the baryonic fraction inside dark matter halos is a function of mass, and the transition between sterile and UV-immune halos takes place over two decades in mass. Therefore one could expect that the total stellar mass of a satellite progenitor halo is mostly tied to the maximum mass M_{\max} it has been able to reach throughout its life. Under this assumption the brightest satellites would be the one with the larger M_{\max} , even if they are not the most massive at $z = 0$. This is similar to the assumptions of Moster et al. (2013) for satellite galaxies.
5. $z_r M_{\max}$: the last model is an attempt at accounting for the mass scale at which halos become UV immune, and the variety of reionization histories of lower mass halos. For instance, (Pawlik et al. 2013) showed that halos more massive than $10^9 M_\odot$ are insensitive to ionizing radiation. Therefore all halos that have grown beyond this threshold must have stars. On the other hand, the remaining less massive halos have seen their star formation history truncated at reionization. Under these assumptions, we select the brightest satellites as the halos with $M_{\max} > 10^9 M_\odot$ (these are 10 for LGa and 9 for LGb), completed with the satellites with the latest z_r to obtain a sample of N_{sat} satellites.

We do not focus on the absolute stellar mass content given by these models, but only use them in a relative manner, so as to determine the N_{sat} brightest. This modeling does not yield independent populations. Indeed, they will have some fraction of their satellites in common, depending on the number of bright satellites N_{sat} considered. Here we do not try to tune our models to reproduce the properties of the observed population other than their number. This is notoriously complex, and beyond the scope of this paper. Instead, their rather different outcomes demonstrate the range of properties allowed for the model population. For instance, Figure 1 shows the radial distributions obtained within a PAndAS volume for our five models and the whole population of dark matter halos for LGa and LGb. First of all, we note that the two galaxies exhibit different satellite populations. Indeed the LGa satellite system is, in most of the cases, more extended than the LGb system. Besides, all models relying on M_{star} , $M_{z=0}$ or M_{\max} are too concentrated, while the z_r model is too extended, because of the typical inside-out reionization process described in Ocvirk & Aubert (2011); Ocvirk et al. (2013) and Ocvirk et al. (2014): a late z_r selection yields more remote halos. Finally, the $z_r M_{\max}$ model, while doing slightly better, is still is not a great fit to the

observations. Even without a rigorous Kolmogorov–Smirnov test, it is clear that none of our models reproduces the observed distribution very well. This misfit is not necessarily caused by our modeling: fairly large variations in the radial distribution of a galaxy of a given mass are expected due to cosmic variance, as a result of different mass assembly histories. For instance, Lunnan et al. (2012) shows, using the Aquarius simulations, that the radius containing half of the satellites can vary from 50 kpc to 120 kpc within the six MW realizations of the data set. We recall however that constrained simulations such as the one we used here exhibit smaller variance than the baseline cosmic variance Forero-Romero et al. (2011). How this affects the radial distribution of satellites is unclear. The radial distribution of the MW and M31 satellites are also dissimilar: although they are similar within 100 kpc, they differ dramatically in the outskirts of the halo (Yniguez et al. 2014), findings that support the idea that different mass accretion histories are reflected in the halo’s dark matter profile (Deason et al. 2013). Moreover, the radial distribution is also affected by the physics considered: Libeskind et al. (2010) showed that at given mass resolution, hydrodynamics simulations produced satellites populations more concentrated than pure dark matter runs. The radial distribution is an important aspect nonetheless, because its concentration affects the probability of finding planar configurations of a given thickness. We will come back to this in Section 2.4.2 and show that we can actually correct the simulation for these differences when comparing with the observations. Given the strong impact of satellite population modeling on their spatial distribution, we can already expect that this modeling will also affect the properties of the planar configurations found.

2.4. Finding Planes and Computing Their Significances

2.4.1. Satellite Plane Detection Method

In order to find three-dimensional structures around the host galaxies we developed a simple method. This method can be applied regardless of the volume or the number of satellites of the model. We compute directly the number of satellites in a plane of a given thickness. We generate a random sample of planes. All the planes include the host galaxy and are defined by their normal vector. In order to fill uniformly and homogeneously the volume, 100,000 random planes are generated. We fix a thickness 2Δ for each plane. Then the distance to the planes of all the satellites of the model are computed. A satellite is defined as inside the plane if its distance to the plane is smaller than Δ . We fix the thickness in order to be able to detect the plane of Andromeda, $2\Delta = 40$ kpc, i.e., slightly more than three times the rms of satellite distances to the plane as measured by I13. For each plane we obtain the number of satellites included inside a fixed thickness. This simple method can be applied, quickly, to every sample of satellites, observed or simulated, in the same manner.

2.4.2. Computing Significance: Positions

The plane detection algorithm returns the plane with the largest number of satellites (which we will refer to as the “maximum plane”), along with the number of satellites it contains N_{\max} . It is tempting to compare directly the simulation’s N_{\max} with that of the observed plane. In doing this we must however use extreme caution because of one important caveat: concentrated satellite populations tend to naturally have more satellites in any centered plane than extended satellite populations,

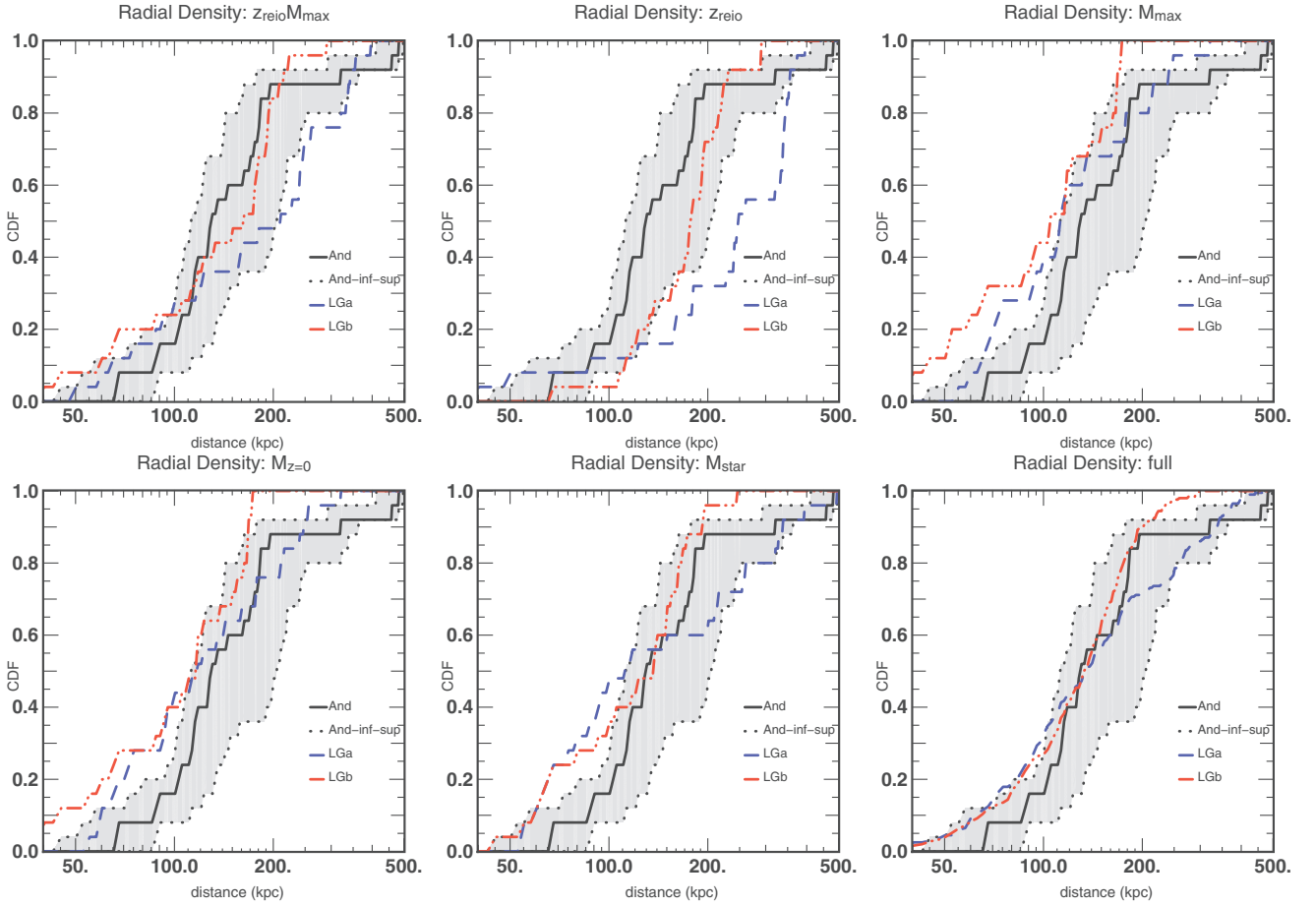


Figure 1. Comparison of the radial distribution observed around Andromeda (black) with the simulated galaxies LGa and LGb (blue dashed and red double dot dashed lines, respectively). The comparison is done for the five models, within a PAndAS volume including 25 satellites. The 1σ uncertainties of the observations are the gray area. They are computed from the two extreme cases, where all the satellites are at the lower distance or the upper one (dot black curves). The bottom right panel represent the radial distribution for the full sample of satellite halos, without any selection. It contains 245 satellites for LGa and 326 for LGb.

simply because they are more densely packed. Therefore, we also wish to quantify the “rareness” of the planar configurations we find. This quantity should allow us to tell whether a plane of N satellites in the simulation is exceptional or not, given the radial distribution of the population. A good metric of this is the probability of obtaining a similar configuration in a fully random distribution of satellites. This is also the metric adopted by I13. We will refer to it as the “significance” of a plane. It is computed for a given detected plane, i.e., for a fixed volume (one of the three volumes defined in Section 2.2), and a fixed satellite population model, therefore a fixed radial distribution. To compute it we proceed as follows:

We randomly generate N_{sat} satellites, respecting the radial distribution of the model, included in the volume of selection, spherical or PAndAS. We apply our maximum plane detection method to this new sample. This is done 100,000 times, with each realization producing a different N_{max} . Therefore we obtain a probability distribution function (hereinafter pdf) of the number of satellites N_{max} in the maximum plane for the fixed radial distribution. The Figure 2 shows the N_{max} probability distributions for our five models applied to both LGa and LGb galaxies, for 25 satellites in a PAndAS volume. In both panels the N_{max} probability distribution of Andromeda (black) is also shown. The shift between the curves is induced by the radial distributions; when the satellite radial distribution is more

concentrated, it is easier to find planes with a high number of satellites. We note that the pdf’s are very peaked, with an average number of satellites in the maximum plane of about 10 satellites. Using these pdf’s, we can compute the p value of a plane of k satellites as the probability of a random satellite system to host a plane with k satellites or more. We will refer to this probability as the positional or spatial p value:

$$p_{\text{pos}} = p(X \geq k) = \sum_k^{N_{\text{sat}}} \text{pdf}. \quad (1)$$

2.4.3. Computing Significance: Velocities

An aspect making the VPoS of I13 even more striking is the apparent co-rotation of the plane. We can include this property in our definition of the significance. Let us consider a plane containing N_p satellites. Then we assume that the direction of rotation of a satellite in the plane is equiprobable. Therefore the probability for one satellite to rotate one way or the other is the same as making head or tail when flipping a coin, which follows a binomial distribution. Therefore the probability of finding k satellites rotating in the same direction is given by a binomial distribution. We will refer to this probability as the kinematic or

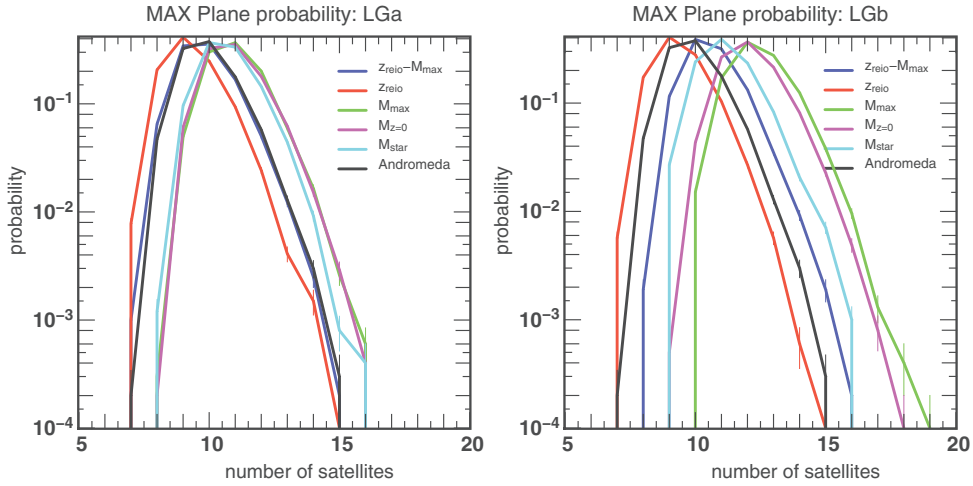


Figure 2. Probability distribution of number of satellites in the maximum plane, for the 10 samples of 25 satellites in a PAndAS volume. On the left panel the five samples around LGa, and on the right, the five around LGb. The color code for the different cases tested. The black curve on each panel is the probability distribution found for the observed radial distribution of Andromeda.

co-rotation p value:

$$p_{\text{kin}} = p(X \geq k) = 2 \times \sum_{i=k}^{N_p} p(i), \quad (2)$$

with

$$p(i) = \binom{N_p}{i} \lambda^i (1 - \lambda)^{N_p - i}. \quad (3)$$

The probability p_{kin} of finding k or more co-rotating satellites in a plane of N_p satellites is defined by Equations (2) and (3), taking $\lambda = 0.5$. We multiply by 2 because we do not fix a preferential rotation; both are possible. With these conventions, $p_{\text{kin}}(k)$ only has a meaning for $k \geq N_p/2$.

2.4.4. Validation on the Observed VPOs of M31

Here we validate our plane detection method by trying to detect the known plane of Andromeda (I13). We compiled the M31 satellite data by taking the (l, b) coordinates from McConnachie & Irwin (2006), the distances from Table 2 of Conn et al. (2012), and the velocities from Table 5 of Collins et al. (2013). Figure 3 shows the maximum plane detected by our method. We find 14 satellites in a plane of 40 kpc thickness, with 12 co-rotating satellites. Here we do not take into account the distance uncertainties. Because of this, we do not find exactly the same plane as detected by I13. Indeed I13's plane hosts one additional satellite, AND III. This detail set aside, our method reliably recovers the existing plane of satellites of Andromeda.

The two last lines of Table 1 present our computation of the p values for this detection of Andromeda's plane, along with the p value published by I13. This configuration of 14 satellites in a plane has the probability of occurring of 1.6% assuming a random distribution. Accounting for the 12 co-rotating satellites, the total probability is 0.0208%. I13 compute by Monte Carlo the probability for a plane of 15 satellites with 13 co-rotating in a sample of 27 satellites. They find p values of 0.13% for the planar structure and 0.74% for the co-rotation, which make a total probability of 0.00096%. The difference we find with respect to I13 is mainly due to AND III, which is included in I13's plane, but not in ours, due to a slightly different formulation of plane membership. If we use the probability density function

we computed for the observed radial distribution and for 15 satellites, we find a probability of 0.33% for the planar structure. Multiplied by the probability of co-rotation of 13 satellites (0.75%), we find a probability for this structure of 0.0024% to occur in a random population, which is more compatible with the estimation of I13.

Having described the simulation and plane detection method and validated the latter, we move on to searching planar configurations of satellites in the simulated galaxies.

3. RESULTS

In this section we apply our plane detection method to our model satellite populations in the three volumes considered.

3.1. Planes of Satellites in the Simulation: 25 Satellites, PAndAS Volume

We apply the method for all the satellite population models around the simulated host galaxies LGa and LGb. The maximum planes found for LGa and LGb are presented in Table 1. Column 3 of Table 1 gives N_{max} , the number of satellites found in the maximum plane, of thickness $2 \times \Delta = 40$ kpc, with a selection of 25 satellites in a PAndAS area.

First, we find strong differences between LGa and LGb. Indeed, the maximum plane around LGb contains more satellites than LGa's. We know already that the two host galaxies have intrinsically different satellite populations. It can readily be seen in Figure 1 that the radial density profiles of LGa and LGb are different. The distribution of satellites is more extended around LGa. This could be the cause for its lower number of satellites in the maximum plane.

The least populated plane contains 9 satellites, and 14 for the biggest one. It has to be noted that we do not fix the angle between the line of sight and the detected plane. Therefore we can detect planes in any orientation with respect to the line of sight, and indeed find planes with a variety of orientations, as shown by Column 6 of Table 1, which gives the angle between the line of sight and the normal vector of the planes. Due to the axial symmetry, a similar angle does not guarantee that two planes have the same 3D orientation.

We do not find planes containing more satellites than the observed plane of Andromeda, but there is one plane containing

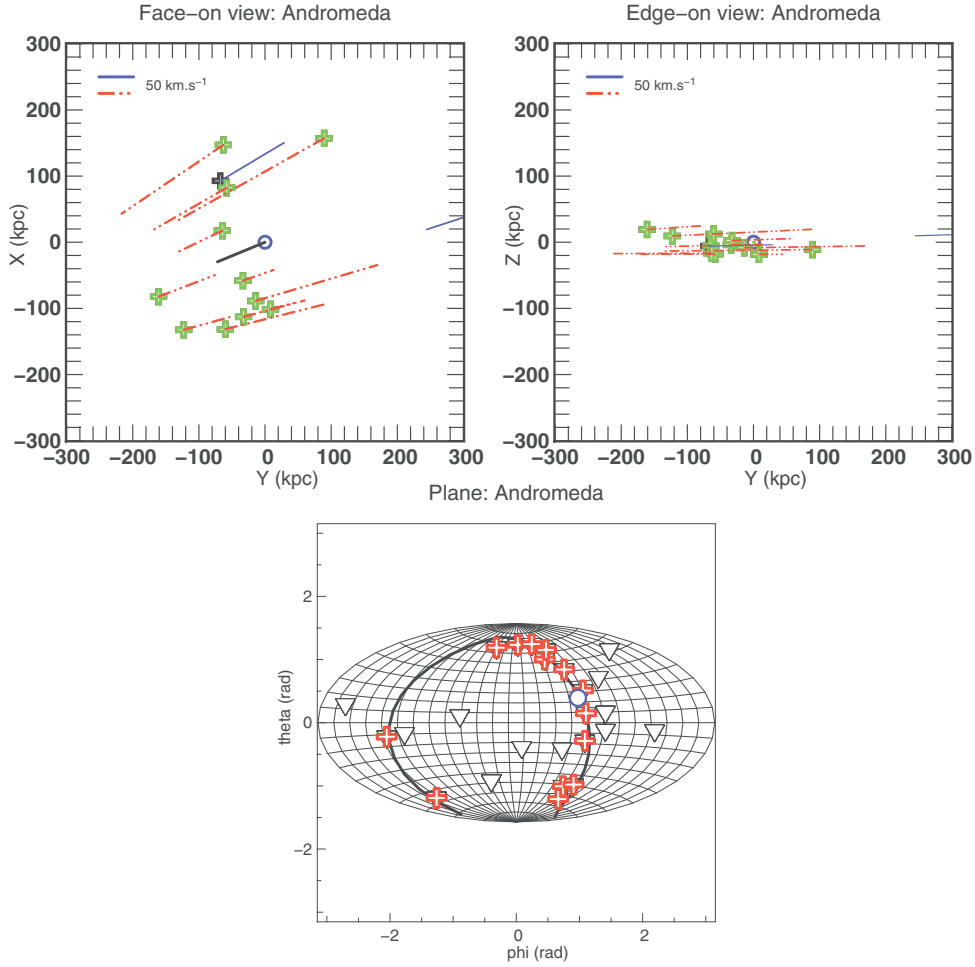


Figure 3. Observed plane of Andromeda (I13) as detected by our method. The face-on and edge-on view of the plane are presented in the top left and right panels. Only the satellites of the plane are shown (crosses), along with their velocities. The color of the satellites (green for the dominant rotation vs. black) and their velocities give their rotation directions. The blue circle with a black line shows the center of M31 and the direction toward the Milky Way. Bottom panel: the satellites of the plane are shown in red in an Aitoff–Hammer projection showing the positions of M31s satellites. The positions show where each object would appear in the sky if viewed from the center of M31. We detect 14 satellites, with 12 co-rotating. There are two additional satellites out of the boxes in the top left and right panels, one on the right and another on the left. We recall that only the line-of-sight velocity is known, and the plane is seen edge on. This alignment of the plane with the direction toward the Milky Way (blue circle) can also be seen in the right panel. The properties of this plane are given at the bottom of Table 1.

14 satellites. We compute the significance of the detections in order to do a proper comparison (see Section 2.4.2). In a first step we only consider the probability of finding a planar structure (Table 1, Column 7) assuming the radial distributions. Using only the spatial p values there are no significant planes.⁵ The smallest spatial p values are for the plane of 14 satellites of the LGb M_{\max} model (16.77%) and for the LGb z_r model (13.91%) which contains only 11 satellites.

The effect of the radial distributions is again illustrated by the spatial p values of the planes LGb $z_r M_{\max}$ and z_r : both contain 11 satellites, but the former has a spatial p value of 51.26% versus 13.91% for the latter. This means that for the radial distribution of LGb z_r it is more difficult to find a structure of 11 satellites than in LGb $z_r M_{\max}$. Indeed, the radial distribution of LGb z_r is more dilute. We now proceed to include the kinematic properties of the planes in assessing their significance.

3.1.1. Velocity in the Detected Planes

An important aspect of the plane of Andromeda is the fact that 13 of the 15 satellites of the plane seem to co-rotate (I13). In the observations, only the line-of-sight velocity is accessible. In the simulation, all three components of the velocity are fully known. Therefore, it is possible to exactly determine the number of co-rotating satellites, unlike the observations. The Column 4 of Table 1 gives the number of co-rotating satellites for each detected plane and the p value for the co-rotation p_{cor} in Column 8 (see Section 2.4.3). The total significance or p value of a given plane is the product of the two other p values, spatial and co-rotation. It is given in Column 9 of Table 1. It is a more meaningful assessment of the significance of the planes found.

Here we consider that a total probability lower than 1% is a significant detection. Even if it is three decades above the observed planes, this still means that the detected planar configuration appears in only 1 in 100 realizations of a random satellite population. Therefore, finding such an alignment purely by chance is still very rare.

None of the simulation planes has a total significance as small as the observations. However, there is one case of significant

⁵ We recall that a 3σ (5σ) plane would have a p value of 0.27% (0.00003%) for a Gaussian distribution of events. In the current paper we will arbitrarily refer to *significant* planes as having a p value less than 1%.

Table 1
Detected Plane within the PAndAS Area with $N = 25$ Satellites

| (1) Galaxy | (2) Model | (3) N_{\max} | (4) N_{cor} | (5) RD χ^2 | (6) Φ | (7) p_{pos} (%) | (8) p_{kin} (%) | (9) p_{tot} (%) | (10) σ_{\parallel} (kpc) | (11) σ_{\perp} (kpc) | (12) $L_{\text{LOS}}^{\max}_{\min}$ |
|---------------|-------------------|-------------------|-------------------------|--------------------|---------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|------------------------------------|--------------------------------|--|
| LGA | $z_r M_{\max}$ | 9 | 5 | 1.15 | 54.3 | 93.75 | 100 | 93.7 | 187.4 | 13.4 | $0.63^{0.99}_{0.1}$ |
| | z_r | 10 | 7 | 4.40 | 57.7 | 37.8 | 34.3 | 13.0 | 209.5 | 15.5 | $0.62^{0.96}_{0.37}$ |
| | M_{\max} | 12 | 7 | 1.80 | 15.4 | 28.47 | 77.4 | 22.0 | 104.9 | 11.5 | $0.59^{0.86}_{0.32}$ |
| | $M_{z=0}$ | 11 | 7 | 1.79 | 42.6 | 62.42 | 54.8 | 34.2 | 125.3 | 11.2 | $0.5^{0.76}_{0.28}$ |
| | M_{star} | 12 | 7 | 1.29 | 62.5 | 20.31 | 77.4 | 15.7 | 160.7 | 13.9 | $0.6^{0.87}_{0.23}$ |
| LGb | $z_r M_{\max}$ | 11 | 10 | 1.90 | 65.6 | 51.26 | 1.1 | 0.6 | 176.5 | 15.6 | $0.9^{1.55}_{0.56}$ |
| | z_r | 11 | 8 | 1.39 | 102.1 | 13.91 | 22.6 | 3.1 | 170.1 | 13.8 | $0.56^{0.95}_{0.22}$ |
| | M_{\max} | 14 | 10 | 4.40 | 111.7 | 16.77 | 17.9 | 3.0 | 126.3 | 11.6 | $0.72^{1.03}_{0.42}$ |
| | $M_{z=0}$ | 13 | 8 | 3.96 | 114 | 32.6 | 58.1 | 18.9 | 123 | 11.7 | $0.79^{1.25}_{0.42}$ |
| | M_{star} | 11 | 7 | 2.82 | 130.6 | 72.61 | 54.8 | 39.9 | 116.8 | 15.4 | $0.8^{1.2}_{0.19}$ |
| M31 | Observed | 14 | 12 | X | 88.5 | 1.60 | 1.3 | 0.0208 | 154.7 | 12.5 | 1.47 |
| M31 | I13 | 15 | 13 | X | 89 | 0.13 | 0.74 | 0.00096 | 191.9 | 12.6 | 1.3 |

Notes. Columns 1 and 2 present the host galaxy and the type of selection. Columns 3 and 4 shows the detected planes, with respectively the number of satellites in the plane and the number of co-rotating satellites. Column 5 presents a qualitative deviation from the radial distribution of the selection to the observations. Column 6 presents the angle between the normal vector of the planes and the line of sight. Then Columns 7 and 8 are p values for the position and the co-rotation. Column 9 shows the total probability of the detection, including probabilities from position (7) and co-rotation (8). Finally Columns 10–12 present geometrical parameters used as selection in Ibata et al. (2014b). They present the parallel and perpendicular rms and the minimum specific angular momentum. Column 12 gives the angular momentum in units of $\times 10^4 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}$. The two last line are dedicated to the observed plane of Andromeda. The first is for our detection of the plane and our estimation of significance. The last second is the detection of I13 and their own estimation of p values.

co-rotation. Indeed, in one of the planes, 10 satellites of a plane of 11 are rotating the same way, giving a probability of co-rotation of 1.1% (gray line in Table 1). However, the spatial p value is 51.26% which gives a total probability of occurring at random for this plane of 0.60%. This significant detection is around LGb, for the $z_r M_{\max}$ model.

This plane is an example of the fact that the probability of co-rotation permits planes that are not interesting in terms of planar structure to become significant. Another aspect is the sensitivity of the probability of co-rotation to small variations in the number of objects. Indeed, 7 satellites co-rotating over 11 give a probability of 54.8%, while 8 over 11 give 22.6%, and 10 over 11 is 1.1%. A variation of one satellite can change the probability of co-rotation by more than 30%. Figure 4 shows the face-on and edge-on view of the most significant plane. The face-on view illustrates the co-rotating nature of the plane.

We now explore the geometrical properties of the planes with the observations.

3.1.2. Properties of the Most Significant Planes

We use three additional parameters to compare the properties of the planes found in our simulation with the observations, in the spirit of Ibata et al. (2014b).

1. Plane thickness σ_{\perp} , computed as the perpendicular rms of the satellites' distance to the plane.
2. Plane size σ_{\parallel} , computed as the dispersion of galactocentric distances of the plane satellites.
3. L_{LOS} : the specific angular momentum for velocities evaluated along a line of sight. Therefore, the planes are not necessarily seen edge-on. To compute comparable values of L_{LOS} , an edge-on line of sight has to be taken. Once the edge-on line of sight is fixed, we compute the median of the product between the velocities projected on the line of sight, and the distances in the plane to the host, as described in Ibata et al. (2014b). We perform this for 200 random lines

of sight, and retain the average of L_{LOS} on the 200 lines of sight, with the maximum and minimum values, as given in Column 12 of Table 1.

We compute these parameters for our detection of Andromeda's plane, but we do not take into account AND XXVII in computing the parallel rms because the error is too large.

We compute these parameters for the maximum plane of all our models (Table 1 Columns 11–13). Our most significant plane contains 11 satellites with 10 that are co-rotating, giving a probability of occurring at random of 0.58% (Table 1, gray line). For this plane, we find $\sigma_{\parallel} = 176.5 \text{ kpc}$, $\sigma_{\perp} = 15.6 \text{ kpc}$, and $L_{\text{LOS}} = 1.55 \times 10^4 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}$ in the most favorable case. These values compare rather well with the observed plane.

3.1.3. Conclusion for 25 Satellites in PAndAS Volume

In this first exploration of the planes of satellites in our simulation, considering five different models for the satellite population, and using a pseudo-survey volume as close as possible to PAndAS, we find one rather exceptional plane, with a total probability of occurring in a random population lower than 1%. This finding, in a simulation with only two major disk galaxies, suggests that the satellite population is not random and anisotropic, but highly structured. This plane is geometrically comparable to the observed plane in thickness and size. However, it contains only 11 satellites, 10 co-rotating, and therefore has a statistical significance (quantified by the total p value) lower than the observed plane of I13. The simulation, while successfully reproducing some degree of structure in the satellite populations, does not yield satellite planes as extreme as the observed VPoS of M31.

In the rest of the paper, we will allow ourselves to modify the volumes and the number of satellites considered in order to analyze further the structure of the satellite populations of the simulation.

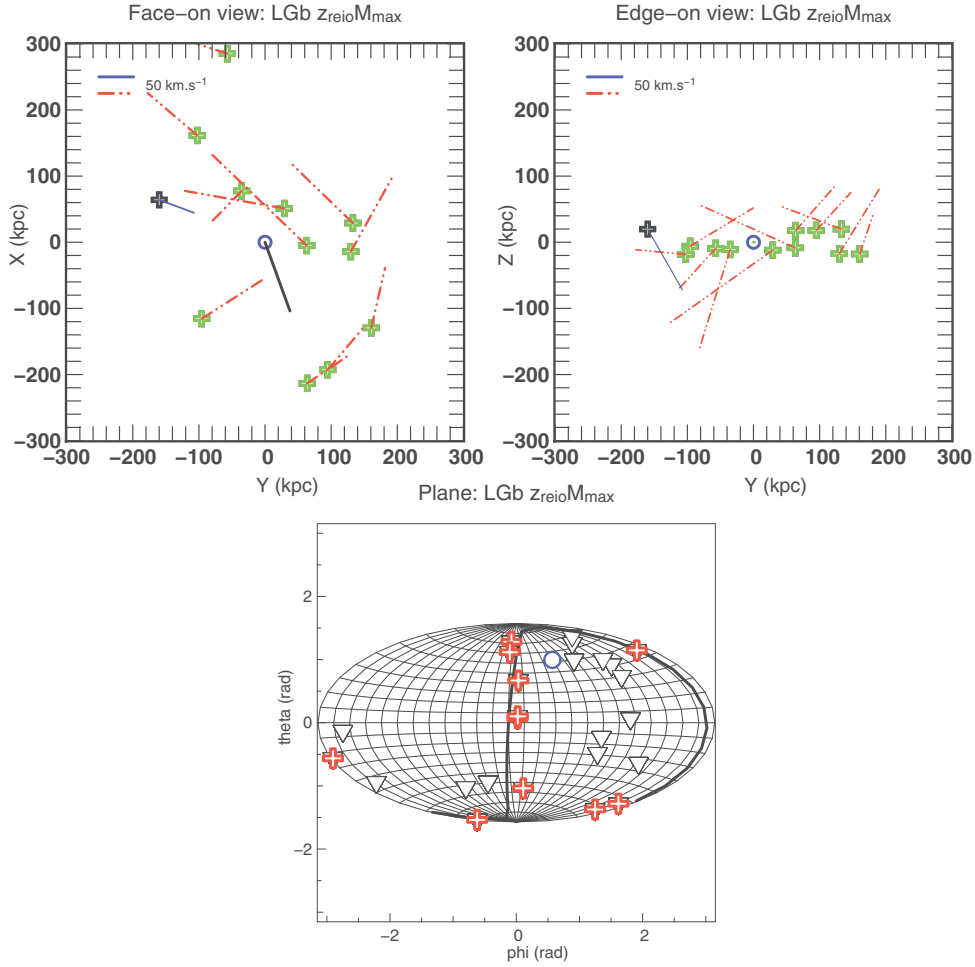


Figure 4. Planes around LGB, detected in the sample of 25 satellites of the $z_{reio}M_{max}$ model in the PAndAS volume. The face-on and edge-on view of the plane are presented in the top left and right panels. Only the satellites of the plane are shown (crosses), along with their velocities. The color of the satellites (green for the dominant rotation vs. black) and their velocities give their rotation directions. The blue circle with a black line shows the center of LGB and the direction toward LGA. Bottom panel: the satellites of the plane are plotted in red in an Aitoff–Hammer projection as viewed from the center of LGB. The plane contains 11 satellites, with 10 co-rotating. Note that here the velocities are fully known, therefore we can see velocities pointing away from the plane, while this cannot happen with the observed plane due to the lack of proper motions. The orientation of the plane with respect to LGA (blue circle) can also be seen in the bottom panel. Note that the reference frame of the bottom panel is arbitrary, but remains fixed in all the figures of LGB’s planes. This plane refers to row 6 of Table 1 ($z_{reio}M_{max}$ model).

4. PLANES OF SATELLITES IN ALTERNATIVE VOLUMES

The definition of the PAndAS volume imposes a line of sight and angular limits.

In this section we will explore the structure of the satellite population in a slightly extended PAndAS volume, which we will refer to as PAndAS-bis. The inner and outer limits of the cone are 2:5 (2° in the PAndAS volume), and 12° (10° in the PAndAS volume). We also change the MW–M31 distance, setting it to 1200 kpc, which is the distance between the two galaxies in the simulation. The resulting volume is larger than the PAndAS volume. Indeed, the projected inner and outer limits are now 42 kpc and 207 kpc. Because the PAndAS-bis volume is larger, we will consider samples of 27 satellites, which is the number of satellites detected by I13 in the real PAndAS volume, which include an additional area around M33 compared to the quasi-circular area centered on M31. Therefore this volume allows us to investigate what could be found in slightly more remote satellite populations.

In a second step we will leave aside PAndAS and PAndAS-bis conical volumes and consider a simple spherical volume

around the host. The sample consists of the satellites found in the 50–500 kpc shell. Finally, we will also explore more abundant satellite populations, by setting $N_{sat} = 25, 27, 30, 35, 50, 100,$ and 150 satellites. Indeed, since the faintest MW satellites are still about 100 times fainter than the faintest M31 satellites known, one can only expect that future deeper surveys will discover new, fainter satellites hiding in the PAndAS area. Therefore we take advantage of the current study and simulation to investigate the degree of structure this new population may display.

4.1. PAndAS-bis Volume with 27 Satellites

The Table 2 gives the properties of the planes detected in the PAndAS-bis volume with samples of 27 satellites.

First, as in Section 3.1, the two galaxies of the simulation give very different results. The detected planes are more abundant around LGB, with 10 to 14 satellites in the planes, compared to 9–10 in LGA. This reflects an intrinsic difference in the distributions of the satellites around the two galaxies: LGA’s population is more extended spatially, making rich planes of a given thickness more rare.

Table 2
Same as Table 1 for 27 Satellites in the PAndAS-bis Volume

| (1) | (2) | (3) | (4) | (5) | (6) | (7) | (8) | (9) | (10) | (11) | (12) |
|--------|-------------------|------------|------------------|-------------|--------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------------|------------------------|-------------------------|
| Galaxy | Model | N_{\max} | N_{cor} | RD χ^2 | Φ | p_{pos} (%) | p_{kin} (%) | p_{tot} (%) | σ_{\parallel} (kpc) | σ_{\perp} (kpc) | L_{LOS}^{\max} |
| LGa | $z_r M_{\max}$ | 9 | 6 | 2.66 | 125.3 | 84.2 | 25.4 | 21.4 | 222.7 | 12.0 | $0.62_{0.09}^{1.0}$ |
| | z_r | 9 | 6 | 7.88 | 126.3 | 47.3 | 25.4 | 12.0 | 266.1 | 13.3 | $0.77_{0.18}^{1.08}$ |
| | M_{\max} | 10 | 7 | 0.54 | 129.0 | 90.2 | 17.2 | 15.5 | 125.0 | 14.6 | $0.60_{0.15}^{0.90}$ |
| | $M_{z=0}$ | 10 | 6 | 1.10 | 136.7 | 82.0 | 37.7 | 30.9 | 178.3 | 11.7 | $0.79_{0.35}^{1.19}$ |
| | M_{star} | 10 | 8 | 1.12 | 104.5 | 88.9 | 5.5 | 4.9 | 184.7 | 15.3 | $0.54_{0.26}^{0.72}$ |
| LGb | $z_r M_{\max}$ | 14 | 11 | 1.11 | 55.0 | 0.55 | 2.9 | 0.016 | 176.3 | 14.1 | $1.23_{0.42}^{1.98}$ |
| | z_r | 10 | 10 | 4.49 | 90.5 | 24.4 | 0.1 | 0.024 | 212.7 | 14.0 | $0.98_{0.55}^{1.49}$ |
| | M_{\max} | 13 | 11 | 1.02 | 66.2 | 33.0 | 1.1 | 0.36 | 140.4 | 12.7 | $0.72_{0.40}^{0.99}$ |
| | $M_{z=0}$ | 14 | 9 | 0.71 | 69.6 | 3.96 | 13.3 | 0.53 | 145.1 | 13.7 | $0.80_{0.40}^{1.38}$ |
| | M_{star} | 12 | 7 | 0.76 | 49.6 | 45.8 | 38.7 | 17.7 | 123.8 | 15.4 | $0.76_{0.32}^{1.11}$ |

We find four planes with probabilities to occur at random lower than 1%, from which two are lower than 0.1% (gray and dark-gray lines in Table 2). We will now analyze the two most significant planes of LGb, corresponding to models $z_r M_{\max}$ and z_r . The LGb $z_r M_{\max}$ plane contains 14 satellites with 11 co-rotating, while the LGb z_r plane only contains 10 satellites but all of them are co-rotating. These two planes are interesting because they are highly significant for two quite different reasons. The first has a high structural significance (p_{pos}), while the second stands out due to its kinematic properties (100% co-rotation).

Both planes seem to be made up of groups of satellites. This is illustrated by the top left panel of Figure 5, featuring one large group of six satellites (around $y = 100$ kpc, $x = -100$ kpc). The top right panel shows that the velocities of the group are mostly within the plane. There are however five satellites with strong out of the plane velocities, which will therefore get out of the plane on a short timescale. Therefore the nature of this plane is dual: it is mainly composed of one coherent group travelling together, plus a handful of additional satellites which are accidentally aligned with it at the time of observation or analysis. This apparent clumpiness of the satellites in the plane is not unlike the observed VPoS of M31: this can be seen by comparing the top left panel of Figure 3 and 5, at least for the $x < 0$ half of the figure. The velocities on the other hand cannot be compared so easily since only the line-of-sight velocities are available in the observations. The structure of the other plane (LGb z_r) is shown in Figure 6: it consists of two groups of satellites, plus two accidentally aligned satellites. On the top left and right panel, one group has in-plane velocities, while the other group's velocities point perpendicularly to the plane. These two groups are internally coherent, but are otherwise unrelated. They form the backbone of the plane; the two additional satellites belonging to the plane are pure chance. The thick black line of the left panel of Figure 5 shows the direction to LGa. From this panel we can infer that the LGb z_r plane would display line-of-sight kinematics qualitatively similar to the observed VPoS if observed from LGa (i.e., receding on one side and approaching on the other side), yet it is clearly not a disk and the plane has no kinematic coherence as a whole.

In both cases, the planes are almost aligned with the other galaxy LGa, as shown by the bottom panel of Figures 5 and 6. We also note that the satellites of the planes are not symmetrically distributed. Indeed most of the satellites are located in the near half rather than the far half with respect to the other galaxy, as in the observed VPoS. However we restrain from interpreting this since we have only two clear occurrences at hand.

As a preliminary conclusion, we see that the simulated galaxies feature planes of satellites which have some degree of similarity in richness and geometry with the observed VPoS of M31, although their p values are not as low. These planes consist of one or more coherent satellite groups, although the groups themselves are unrelated. Therefore they are not coherent discs, even if they can appear as such if only line-of-sight velocities are available.

4.2. Spherical Volume

In this section we consider a spherical volume selection in order to explore the simulation in quest of a planar structure, without the possible bias due to the conical shape of the PAndAS and PAndAS-bis volumes. We will vary the sample size from 25 to 150.

It is important to note that the samples are not independent. For example, the selection z_r and $z_r M_{\max}$ have a fair number of satellites in common in the 100 and 150 satellite samples.

In the 70 samples considered ($2 \times 7 \times 5$) we find 12 planes with a probability of occurring at random lower than 1%. The properties of the planes are presented in Table 3. Due to the finite size of the halo population, two different models can yield the same maximum plane. Indeed we find that among the 12 planes found, only 7 of them are unique. We present the results for the case of 100 satellites in a spherical volume in Table 4. In this case one significant maximum plane is detected twice (gray lines in Table 4), as indicated by the very similar properties of both lines and visual inspection. However, not all the satellites are the same in these two models, which is why small differences in the geometrical properties (Columns 10–12) are found. This plane has a strong structural significance, indeed, 32 satellites out of 100, one-third, are detected in a plane of 40 kpc thick. The probability of occurring at random is 0.07% assuming the radial distribution of the LGb z_r model. Its kinematical coherence is rather weak, with 21 satellites out of 32, two-thirds, that are rotating the same way, giving a probability $p_{\text{kin}} = 11\%$. This plane has, finally, a total probability of occurring at random of 0.0077%. Therefore, even if its p value is not as low as the observed VPoS of M31, the structure and kinematics of the simulated satellite population is highly non-random. The plane is geometrically comparable to the observations with a σ_{\parallel} of 212 kpc and a σ_{\perp} of 13.3 kpc. However, it has a small specific angular momentum, with on average $L_{\text{LOS}} = 0.75 \times 10^4$ km s⁻¹ kpc and a maximum of only 1.01×10^4 km s⁻¹ kpc.

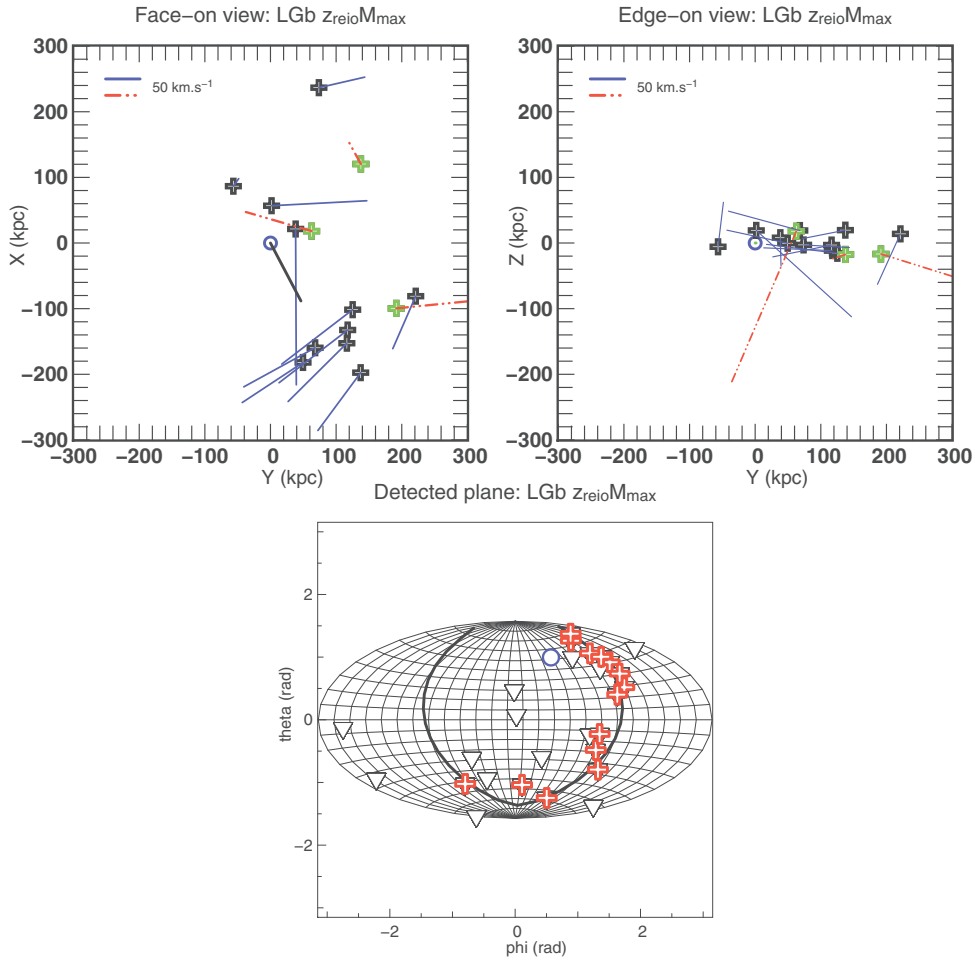


Figure 5. Plane of satellites around LGb, detected in the sample of 27 satellites of the $z_{\text{r}}M_{\text{max}}$ selection in the PAndAS-bis volume. The face-on and edge-on view of the plane are presented on the top left and right panels. Only the satellites of the plane are represented by crosses and segments indicating the in-plane component of the velocities. The color of the symbols code their direction of rotation, which can also be judged from the velocity vectors. Bottom panel: the satellites of the plane are plotted in red in an Aitoff–Hammer projection as viewed from the center of LGb. We detect 14 satellites, with 11 co-rotating. The bottom panel also shows the orientation of the plane with respect to LGa (blue circle). Note that the reference frame of the bottom panel is arbitrary, but remains fixed in all the figures of LGb’s planes. This figure refers to the plane described in line 6 of Table 2.

Figures 7 show the face-on and edge-on view of this maximum plane, with the trajectories of the satellites in the top row, and the velocities at $z = 0$ in the bottom row. Figure 7 relates to Table 4, line 2 (LGa model z_{r}). On the bottom left panel, visual inspection reveals a handful of a small coherent group of two to three satellites. On the bottom right, we estimate that a third of the 32 satellites of the planes have velocities pointing away from the plane, while the remaining two-thirds are well aligned.

The bottom left panel shows that the plane is very lumpy, with one large coherent group of satellites forming the bulk of the plane.

As in the previous section, this figure also shows that the plane would appear as roughly disk-like if only the line-of-sight velocities were considered (i.e., receding on one side of the host, and approaching on the other side).

5. DISCUSSION

5.1. To Disk or not to Disk?

The planes we find in the simulation do not reproduce exactly the observed properties of the VPoS but in a few cases they come

quite close. The $z_{\text{r}}M_{\text{max}}$ model for the PAndAS-bis selection, for instance, is close to matching the observed VPoS, in richness, structure, and kinematics, as shown by Table 2. We recall that in this simulation, the LGb galaxy which hosts the most realistic planes has a mass of only $7.81 \times 10^{11} M_{\odot}$, while the range for M31’s mass goes up to $M_{300} = 1.0\text{--}1.8 \times 10^{12} M_{\odot}$ (Watkins et al. 2010; van der Marel et al. 2012; Diaz et al. 2014), i.e., possibly two times larger than our simulated M31. It is very likely that this difference in mass affects our results: a more massive LGb would have a richer, more extended satellite system and larger angular momentum, potentially bringing the simulation in better agreement with the observations with respect to VPoS’s. We plan to follow up on this by studying a new CLUES simulation in a forthcoming paper. Moreover, the fact that we find rich planes of satellites in the current simulation where only two relevant satellites systems can be studied (LGa’s and LGb’s) suggests that such structures are likely to be common. It is not clear why our small volume simulation features satellite planes not too dissimilar to M31’s, whereas previous studies such as Ibata et al. (2014b) showed that they are rare. It could be due to numerical resolution, since our

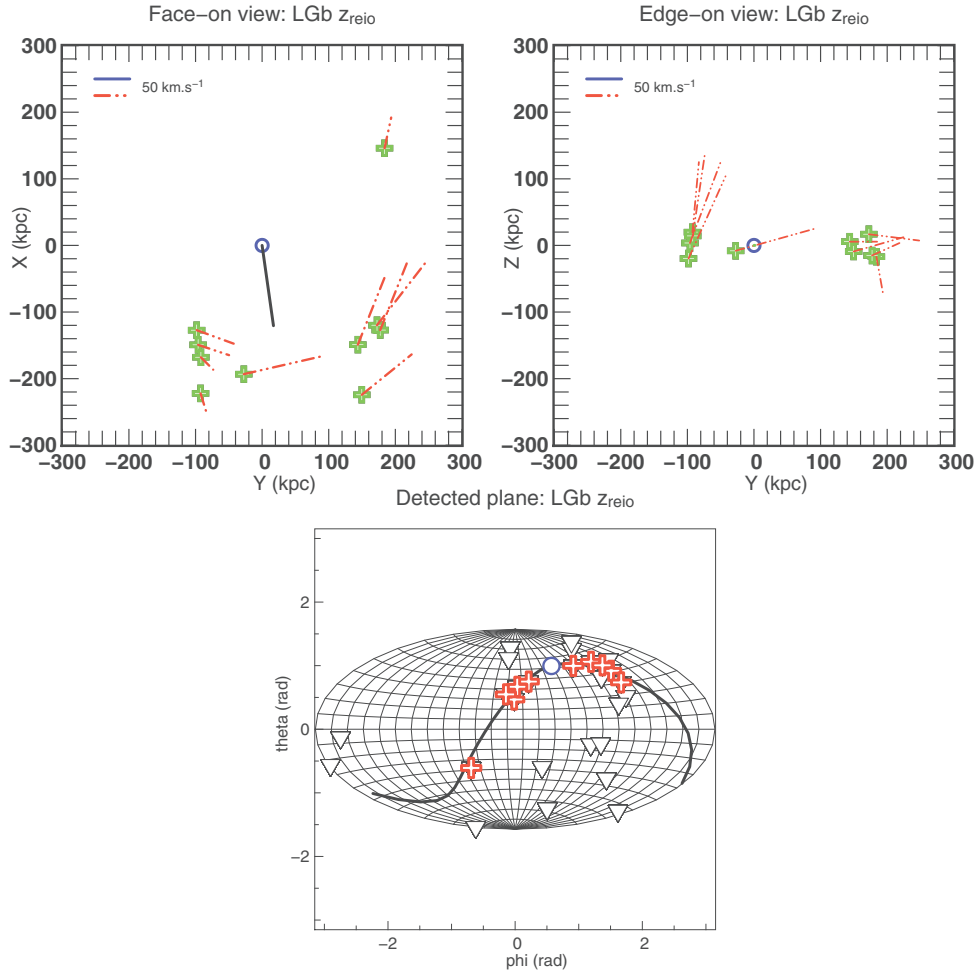


Figure 6. Planes around LGb detected in the sample of 27 satellites of the z_r model in the PAndAS-bis volume. The face-on and edge-on view of the plane are presented in the top left and right panels. Only the satellites of the plane are shown (crosses), along with their velocities. The color of the satellites (green for the dominant rotation vs. black) and their velocities give their rotation directions. The blue circle with a black line shows the center of LGb and the direction toward LGa. Bottom panel: the satellites of the plane are plotted in red in an Aitoff–Hammer projection as viewed from the center of LGb. The plane contains 10 satellites, with 10 co-rotating. The bottom panel also shows the orientation of the plane with respect to LGa (blue circle). Note that the reference frame of the bottom panel is arbitrary, but remains fixed in all the figures of the LGb’s planes. This plane refers to row 7 of Table 2 (z_r model).

simulation is 15 times better resolved in mass than Millenium-II. Do high-resolution simulations produce more significant planes of satellites than low-resolution runs? This remains to be shown. It could also be pure luck, but it is difficult to compare our results with those of Ibata et al. (2014b) since the number of satellites in the plane are different. It could also be an environmental effect, considering paired galaxies instead of isolated ones, as in Ibata et al. (2014b). This is not our favored explanation since Pawlowski & McGaugh (2014) did not find this parameter to have a strong impact on satellite distributions. Our constrained simulation also captures by construction the environment of the LG on a larger scale, for instance with the proximity of a galaxy cluster. Forero-Romero et al. (2011) proposed that the environment may affect the mass assembly history of LG galaxies. Could it also affect the frequency of planar satellite configurations? To answer this will require comparative studies, such as the present work, on constrained versus unconstrained simulations of galaxy pairs. In several previous studies the VPoS of M31 is described as a rotating disk of satellites (Conn et al. 2013; Bowden et al. 2013; Pawlowski et al. 2014). One must recall, though, that only the line-of-sight velocities are currently available for these objects. Therefore the rotational support of

the plane is unproven, and until proper motions are available, cannot be firmly assessed. Provided that the planes of satellites in our simulation and in M31 are of the same essence, our results provide interesting insight into this question. Indeed, the simulated planes are not coherent kinematical structures. They consist mostly of a group of satellites forming the backbone of the plane (about half to two-thirds of the plane’s satellites), which aligns by chance with a number of random satellites or in one case with another small group. While the main group is indeed a coherent structure resembling a group accretion event, and moves within the plane, the other chance-aligned satellites will fly out of the plane in a short timescale: about 150 Myr assuming average perpendicular velocities of about 100 km s^{-1} and a plane thickness of 15 kpc. Therefore the current plane appears *short-lived*, but if its backbone (the main group) is long-lived, then we expect new satellites to randomly enter the plane while some others move out. In this respect, the plane may still be *long-lived* (supported by its main satellite group), but one-third to one-half of its satellites are non-permanent members. Therefore we consider the plane is half real (i.e., coherent) and half random, and this is the main result of this work. They nevertheless display velocity patterns characteristic

Table 3
Significant Detected Planes within a Spherical Volume with N_{sat} Going from 25 to 150

| (1) Galaxy | (2) Model | (3) N_{max} | (4) N_{cor} | (5) RD χ^2 | (6) Φ | (7) p_{pos} (%) | (8) p_{kin} (%) | (9) p_{tot} (%) | (10) σ_{\parallel} (kpc) | (11) σ_{\perp} (kpc) | (12) $L_{\text{LOS}}^{\text{max}}_{\text{min}}$ |
|---------------|----------------------|-------------------------|-------------------------|--------------------|---------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|------------------------------------|--------------------------------|--|
| 25-LGb | $z_r M_{\text{max}}$ | 12 | 11 | 1.63 | 65.6 | 6.57 | 0.6 | 0.042 | 173.5 | 15.9 | $0.89^{1.33}_{0.5}$ |
| 25-LGb | $M_{z=0}$ | 14 | 9 | 2.57 | 105 | 1.6 | 42.3 | 0.68 | 133.9 | 13.3 | $0.7^{0.97}_{0.31}$ |
| 27-LGb | $z_r M_{\text{max}}$ | 12 | 11 | 1.62 | 65.1 | 11.74 | 0.6 | 0.075 | 173.6 | 15.3 | $0.89^{1.33}_{0.49}$ |
| 27-LGb | z_r | 12 | 9 | 1.44 | 99.6 | 3.51 | 14.5 | 0.51 | 170.7 | 15 | $0.76^{1.11}_{0.45}$ |
| 27-LGb | $M_{z=0}$ | 15 | 10 | 2.67 | 104.8 | 1.27 | 30.1 | 0.38 | 129.9 | 13.8 | $0.62^{0.94}_{0.27}$ |
| 50-LGa | z_r | 15 | 12 | 3.03 | 115.5 | 20.82 | 3.5 | 0.73 | 266 | 14.1 | $0.8^{1.14}_{0.43}$ |
| 100-LGa | $z_r M_{\text{max}}$ | 32 | 21 | 1.00 | 63.4 | 0.3 | 11 | 0.033 | 203.7 | 13.4 | $0.69^{0.97}_{0.31}$ |
| 100-LGa | z_r | 32 | 21 | 1.25 | 63.4 | 0.07 | 11 | 0.0077 | 212.6 | 13.3 | $0.74^{1.01}_{0.31}$ |
| 150-LGa | $z_r M_{\text{max}}$ | 44 | 26 | 0.61 | 63.3 | 0.57 | 29.1 | 0.17 | 183.2 | 12.7 | $0.66^{0.93}_{0.41}$ |
| 150-LGa | z_r | 42 | 26 | 0.60 | 63 | 1.68 | 16.4 | 0.28 | 186.3 | 12.6 | $0.67^{0.96}_{0.41}$ |
| 150-LGa | $M_{z=0}$ | 41 | 29 | 0.50 | 70 | 12.64 | 1.1 | 0.15 | 157.9 | 12.3 | $0.61^{0.78}_{0.45}$ |
| 150-LGb | M_{star} | 43 | 29 | 1.52 | 102.4 | 4.2 | 3.1 | 0.13 | 158.7 | 11.5 | $0.84^{1.07}_{0.55}$ |

Notes. Column 1 presents the N_{sat} with host galaxy and 2 presents the type of selection. Columns 3 and 4 shows the detected planes, with, respectively, the number of satellites in the plane and the number of co-rotating satellites. Column 5 presents a qualitative deviation from the radial distribution of the selection to the observations. Column 6 presents the angle between the normal vector of the planes and the line of sight. Columns 7 and 8 are the p values for the position and the co-rotation. Column 9 shows the total probability of the detection, including probabilities from position (7) and co-rotation (8). Finally, columns 10, 11, and 12 present geometrical parameters used for selection in Ibata et al. (2014b). They present the parallel and perpendicular rms and the minimum specific angular momentum.

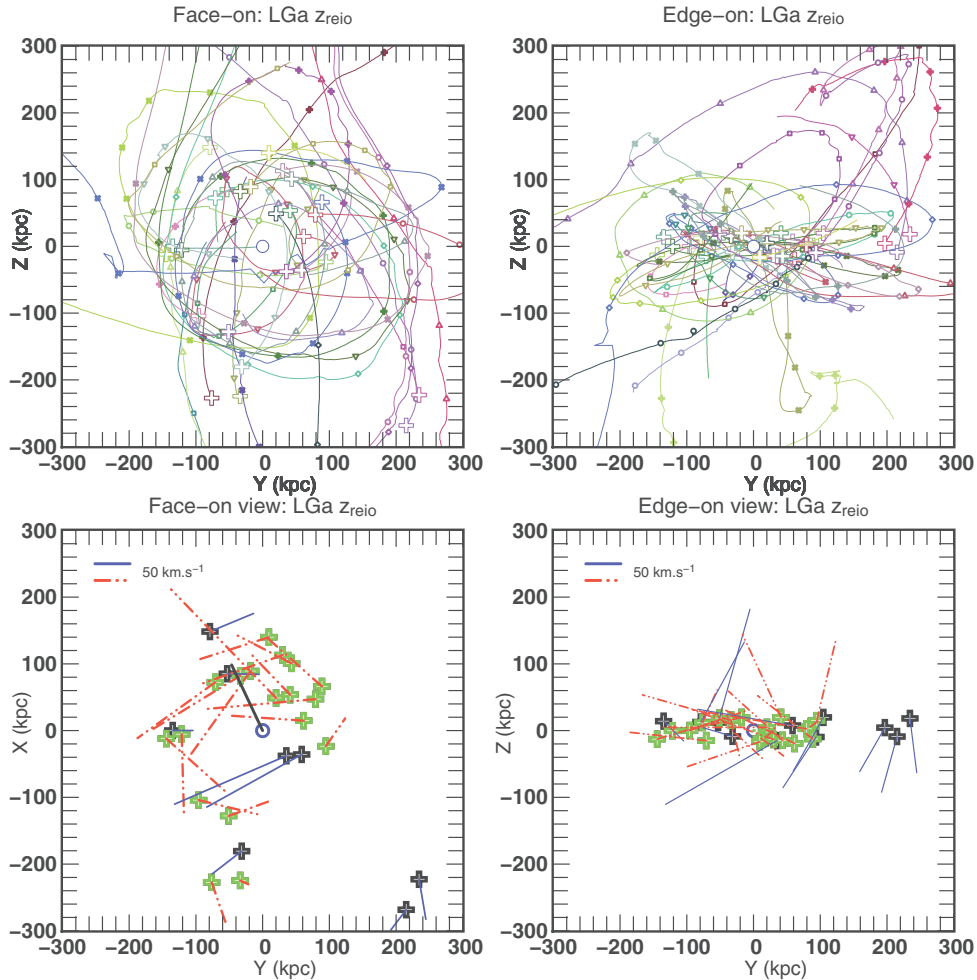


Figure 7. Significant planes for the LGa z_r model for $N_{\text{sat}} = 100$ satellites. The top row shows the trajectories seen face-on (left) and edge-on (right). The cross are the position at $z = 0$, and the dots on the trajectories are separated by a 50 Myr duration. The small hiccups along some trajectories are due to problematic halo identifications during rapid evolution, such as galaxy mergers. They do not affect our results. The bottom row shows the plane's satellites' positions and velocities at $z = 0$. The color of the satellites and their velocity vectors denote the direction of rotation. This plane refer to Table 4 line 2.

Table 4
Results for 100 Satellites in a Spherical Volume around the Host

| (1) | (2) | (3) | (4) | (5) | (6) | (7) | (8) | (9) | (10) | (11) | (12) |
|--------|-------------------|------------|------------------|-------------|--------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------------|------------------------|--------------------------------|
| Galaxy | Model | N_{\max} | N_{cor} | RD χ^2 | Φ | p_{pos} (%) | p_{kin} (%) | p_{tot} (%) | σ_{\parallel} (kpc) | σ_{\perp} (kpc) | $L_{\text{LOS}}^{\max}_{\min}$ |
| LGa | $z_r M_{\max}$ | 32 | 21 | 1.01 | 63.4 | 0.3 | 11 | 0.033 | 203.7 | 13.4 | $0.69^{0.97}_{0.31}$ |
| | z_r | 32 | 21 | 1.25 | 63.4 | 0.07 | 11 | 0.0077 | 212.6 | 13.3 | $0.74^{1.01}_{0.31}$ |
| | M_{\max} | 32 | 20 | 0.61 | 52.2 | 7.1 | 21.5 | 1.5 | 138.5 | 12.8 | $0.72^{0.86}_{0.51}$ |
| | $M_{z=0}$ | 30 | 20 | 0.58 | 69.3 | 20.65 | 9.8 | 2.0 | 152.6 | 13.1 | $0.57^{0.75}_{0.43}$ |
| | M_{star} | 27 | 16 | 0.63 | 52.1 | 93.41 | 44.2 | 41.3 | 174.2 | 11.8 | $0.75^{1.1}_{0.37}$ |
| LGb | $z_r M_{\max}$ | 28 | 19 | 1.52 | 118.1 | 27.96 | 8.7 | 2.4 | 140.2 | 13.8 | $0.93^{1.26}_{0.6}$ |
| | z_r | 28 | 19 | 1.53 | 118 | 21.55 | 8.7 | 1.9 | 140.2 | 13.7 | $0.93^{1.26}_{0.6}$ |
| | M_{\max} | 33 | 19 | 1.63 | 130.6 | 9.09 | 48.6 | 4.4 | 129.7 | 13.1 | $0.74^{0.99}_{0.39}$ |
| | $M_{z=0}$ | 33 | 17 | 1.80 | 130.9 | 9.99 | 100 | 10.0 | 126.7 | 12.6 | $0.7^{0.9}_{0.46}$ |
| | M_{star} | 30 | 20 | 1.38 | 101.4 | 18.79 | 9.8 | 1.9 | 168 | 11.9 | $0.8^{1.1}_{0.63}$ |

of rotation if seen edge-on and only the line-of-sight velocities are considered, with the opposite sides, respectively, receding and approaching. However, they do not qualify as “disks.” We are well aware that our simulated planes of satellites are not perfect matches to M31’s, but if they are of similar nature, then our results suggest that the observed VPoS of I13 is not a disk, and that one-third to one-half of its members should have large proper motions perpendicular to the plane (up to 200 km s^{-1}). These high proper motion satellites are likely to be the most spatially and kinematically isolated ones, for instance, And I, And III, And IX, And XII, And XIV, and And XVI, because the more clustered satellites are likely to be one coherent group. We can only hope that the *Hubble Space Telescope* will live long enough to test this, or that future observatories will be able to perform such measurements. An alternative will be by combining future adaptive optic imaging with earlier *Hubble Space Telescope* imaging to get proper motions. Water maser observations with very long baseline interferometry have also been used to derive proper motions in the LG (Brunthaler et al. 2005; Darling 2011), but this method is likely inapplicable for most of M31’s low-mass satellites because of their lack of gas or star formation.

5.2. On Satellite Population Models

The properties of the planes of satellites we find are strongly affected by the stellar mass model used. This simply reflects the fact that we do not understand star formation in the lowest mass satellites of M31 and MW. Any study into the significance of planar structures of satellites, such as those by Bahl & Baumgardt (2013); Pawlowski et al. (2014); Ibata et al. (2014b), will face similar problems. Therefore future studies investigating disks of faint satellites (i.e., fainter than classical satellites, i.e., $M_V > -10$) should account for the modeling uncertainties by exploring various models (even crudely) as we do here. In the present paper, our modeling was carried out with simplicity in mind, and given the small size of our sample (two galaxies only, although resulting from carefully built constrained initial conditions) it is perilous to assess the validity of our models based on so little evidence. Nevertheless, we note that the most realistic and significant planes are obtained using the $z_r M_{\max}$ model. Should this be confirmed with additional LG simulations, this would suggest that an accurate modeling of the reionization of the LG as we have done here is an important ingredient to reproduce the properties of the LG’s satellite systems, as was pointed out in Ocvirk & Aubert (2011). On

the other hand, this problem should not affect studies relying on the brightest satellites of MW-type galaxies. In particular, the over-abundance of diametrically opposed co-rotating satellites reported by Ibata et al. (2014a) involves large LMC-type objects, which will come out as the most luminous satellites in the majority of our models.

6. CONCLUSIONS

We have searched for planar structure in a high-resolution N -body smoothed particle hydrodynamics Λ CDM simulation of the Local Group, containing a MW–M31 galaxy pair. We model the satellite populations using five different sets of very simple recipes, reproducing roughly the variety of models considered in the literature. We describe a method for finding the plane containing the maximum of satellites and validate it on the observed VPoS of M31 found by I13. The model satellite population’s spatial distribution is strongly dependent on the model prescriptions, and so are the properties of the planar configurations we find.

Since the satellite systems of our simulated galaxies may be intrinsically different from the real M31 (for instance with respect to their radial distribution), we focus on quantifying the significance of the simulated planes, as their probability of occurring in a random population. This allows us to quantify the degree of structure, or non-randomness of the satellite systems, in a manner similar to I13. Applying this method to our satellite population models we attempt to compare the simulation to the observations, especially the plane of satellites of Andromeda (Ibata et al. 2013) found by PAndAS. We also consider two alternative volumes (one extended PAndAS and one spherical) in order to further explore the simulation. We find several cases (a total of seven) of planes which are very unlikely ($< 1\%$ chance) to be random alignments, showing that the simulated satellite populations are indeed highly structured. Our best maximum plane has 14 of 27 satellites in a plane of 14.1 kpc dispersion, among which 11 are co-rotating. However, the observed VPoS of M31 is slightly richer in satellites, has a stronger co-rotation, and is still slightly thinner, which makes it stand out as overall more exceptional than our simulated planes by a factor of 10 or more in significance. The most significant simulated planes tend to be obtained with the $z_r M_{\max}$ model, highlighting the possibly important role of a realistic description of the inside-out reionization of the LG galaxies in investigations of the properties of its low-mass satellite systems. Most of the simulated planes consist of one coherent group

containing about half of the plane's satellites and forming its backbone, aligning by chance with another group or several isolated, kinematically unrelated satellites. This is the main result of this study. Therefore, although the planes we find are generally dominated by one real structure, they are also partly fortuitous and are thus not kinematically coherent structures as a whole: one-third to one-half of their satellites will fly out of the plane on a short timescale (~ 150 Myr), although the main defining group may conserve its alignment and realign by chance with another set of satellites.

Provided that the simulated and observed planes of satellites are indeed of the same nature, our results suggest that the VPOs of M31 is not a coherent disk and that one-third to one-half of its satellites must have large proper motions perpendicular to the plane. We hope that future observational campaigns will be able to settle this debate.

This study was performed in the context of the EMMA (ANR-12-JS05-0001) and LIDAU project (ANR-09-BLAN-0030), funded by the Agence Nationale de la Recherche (ANR). The RT computations were performed using HPC resources from GENCI-[CINES/IDRIS] (grant 2011-[x2011046667]), on the hybrid queue of titane at Centre de Calcul Recherche et Technologie, as well as Curie, during a grand challenge time allocation (project PICON: Photo-Ionisation of CONstrained realizations of the local group). The CLUES simulations were performed at the Leibniz Rechenzentrum Munich (LRZ) and at the Barcelona Supercomputing Center (BSC). A.K. is supported by the *Ministerio de Economía y Competitividad* (MINECO) in Spain through grant AYA2012-31101 as well as the Consolider-Ingenio 2010 Programme of the *Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación* (MICINN) under grant MultiDark CSD2009-00064. He also acknowledges support from the *Australian Research Council* (ARC) grants DP130100117 and DP140100198. He further thanks Stella for l'idole des jaunes. The authors thank C. Scannapieco for precious hints dispensed in the initial phase of the project, as well as the CLUES collaborators for useful discussions. The authors thank D. Munro for freely distributing his Yorick programming language,⁶ and its yorick-gl extension which was used in the course of this study.

REFERENCES

- Aubert, D., Pichon, C., & Colombi, S. 2004, *MNRAS*, 352, 376
- Aubert, D., & Teyssier, R. 2008, *MNRAS*, 387, 295
- Aubert, D., & Teyssier, R. 2010, *ApJ*, 724, 244
- Bahl, H., & Baumgardt, H. 2014, *MNRAS*, 438, 2916
- Bowden, A., Evans, N. W., & Belokurov, V. 2013, *MNRAS*, 435, 928
- Brook, C. B., Di Cintio, A., Knebe, A., et al. 2014, *ApJL*, 784, L14
- Brown, T. M., Tumlinson, J., Geha, M., et al. 2014, *ApJ*, 796, 91
- Brunthaler, A., Reid, M. J., Falcke, H., Greenhill, L. J., & Henkel, C. 2005, *Sci*, 307, 1440
- Busha, M. T., Alvarez, M. A., Wechsler, R. H., Abel, T., & Strigari, L. E. 2010, *ApJ*, 710, 408
- Collins, M. L. M., Chapman, S. C., Rich, R. M., et al. 2013, *ApJ*, 768, 172
- Conn, A. R., Ibata, R. A., Lewis, G. F., et al. 2012, *ApJ*, 758, 11
- Conn, A. R., Lewis, G. F., Ibata, R. A., et al. 2013, *ApJ*, 766, 120
- Darling, J. 2011, *ApJL*, 732, L2
- Deason, A. J., Belokurov, V., Evans, N. W., & Johnston, K. V. 2013, *ApJ*, 763, 113
- Deason, A. J., McCarthy, I. G., Font, A. S., et al. 2011, *MNRAS*, 415, 2607
- Diaz, J. D., Koposov, S. E., Irwin, M., Belokurov, V., & Evans, N. W. 2014, *MNRAS*, 443, 1688
- Forero-Romero, J. E., Hoffman, Y., Yepes, G., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 1434
- Gill, S. P. D., Knebe, A., & Gibson, B. K. 2004, *MNRAS*, 351, 399
- Gnedin, N. Y. 2000, *ApJ*, 542, 535
- Gottlöber, S., Hoffman, Y., & Yepes, G. 2010, arXiv:1005.2687
- Guo, Q., White, S., Angulo, R. E., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 1351
- Ibata, N. G., Ibata, R. A., Famaey, B., & Lewis, G. F. 2014a, *Natur*, 511, 563
- Ibata, R. A., Ibata, N. G., Lewis, G. F., et al. 2014b, *ApJL*, 784, L6
- Ibata, R. A., Lewis, G. F., Conn, A. R., et al. 2013, *Natur*, 493, 62
- Kang, X., Mao, S., Gao, L., & Jing, Y. P. 2005, *A&A*, 437, 383
- Knebe, A., Libeskind, N. I., Doumler, T., et al. 2011a, *MNRAS*, 417, L56
- Knebe, A., Libeskind, N. I., Knollmann, S. R., et al. 2011b, *MNRAS*, 412, 529
- Knollmann, S. R., & Knebe, A. 2009, *ApJS*, 182, 608
- Koch, A., & Grebel, E. K. 2006, *AJ*, 131, 1405
- Koposov, S., Belokurov, V., Evans, N. W., et al. 2008, *ApJ*, 686, 279
- Kroupa, P., Theis, C., & Boily, C. M. 2005, *A&A*, 431, 517
- Kunkel, W. E., & Demers, S. 1976, in *Royal Greenwich Observatory Bulletins*, Vol. 182, *The Galaxy and the Local Group*, ed. R. J. Dickens, J. E. Perry, F. G. Smith, & I. R. King (Herstmonceaux: Royal Greenwich Observatory), 241
- Libeskind, N. I., Cole, S., Frenk, C. S., Okamoto, T., & Jenkins, A. 2007, *MNRAS*, 374, 16
- Libeskind, N. I., Frenk, C. S., Cole, S., Jenkins, A., & Helly, J. C. 2009, *MNRAS*, 399, 550
- Libeskind, N. I., Frenk, C. S., Cole, S., et al. 2005, *MNRAS*, 363, 146
- Libeskind, N. I., Knebe, A., Hoffman, Y., Gottlöber, S., & Yepes, G. 2011a, *MNRAS*, 418, 336
- Libeskind, N. I., Knebe, A., Hoffman, Y., et al. 2011b, *MNRAS*, 411, 1525
- Libeskind, N. I., Yepes, G., Knebe, A., et al. 2010, *MNRAS*, 401, 1889
- Lunna, R., Vogelsberger, M., Frebel, A., et al. 2012, *ApJ*, 746, 109
- Lynden-Bell, D. 1976, *MNRAS*, 174, 695
- Macciò, A. V., Kang, X., Fontanot, F., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 1995
- McConnachie, A. W., & Irwin, M. J. 2006, *MNRAS*, 365, 902
- Moore, B. P., Naab, T., & White, S. D. M. 2013, *MNRAS*, 428, 3121
- Ocvirk, P., & Aubert, D. 2011, *MNRAS*, 417, L93
- Ocvirk, P., Aubert, D., Chardin, J., et al. 2013, *ApJ*, 777, 51
- Ocvirk, P., Gillet, N., Aubert, D., Chardin, J., et al. 2014, *ApJ*, 777, 51
- Pawlik, A. H., Milosavljević, M., & Bromm, V. 2013, *ApJ*, 767, 59
- Pawlowski, M. S., Famaey, B., Jerjen, H., et al. 2014, *MNRAS*, 442, 2362
- Pawlowski, M. S., & McGaugh, S. S. 2014, *ApJL*, 789, L24
- Sawala, T., Frenk, C. S., Fattahi, A., et al. 2014, arXiv:1404.3724
- Shaya, E. J., & Tully, R. B. 2013, *MNRAS*, 436, 2096
- Spergel, D. N., Bean, R., Doré, O., et al. 2007, *ApJS*, 170, 377
- Springel, V. 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Springel, V., & Hernquist, L. 2003, *MNRAS*, 339, 289
- van der Marel, R. P., Fardal, M., Besla, G., et al. 2012, *ApJ*, 753, 8
- Watkins, L. L., Evans, N. W., & An, J. H. 2010, *MNRAS*, 406, 264
- Yepes, G., Gottlöber, S., & Hoffman, Y. 2014, *NewAR*, 58, 1
- Yniguez, B., Garrison-Kimmel, S., Boylan-Kolchin, M., & Bullock, J. S. 2014, *MNRAS*, 439, 73
- Zentner, A. R., Kravtsov, A. V., Gnedin, O. Y., & Klypin, A. A. 2005, *ApJ*, 629, 219

⁶ <http://www.maumae.net/yorick/doc/index.html>

7.3 Gillet et al. (2016)

Vast Planes Of Satellites In A Local Group Simulation

N. Gillet,^{1*} P. Ocvirk,¹ D. Aubert¹

¹*Observatoire astronomique de Strasbourg, Université de Strasbourg, CNRS, UMR 7550, 11 rue de l'Université, 67000 Strasbourg, France*

Accepted XXX. Received YYY; in original form ZZZ

ABSTRACT

The Planes of satellites problem is one of the small-scale challenges of the Λ CDM cosmological standard model. We investigate large plane of satellites in a high-resolution hydrodynamics simulation of the Local Group performed by the CLUES project. This study is the continuation of the exploration of Andromeda-like planar structure in the set of CLUES simulations. We use in this study a well constrained Local Group in particular in term of masses of the Milky Way and Andromeda, which are more massive than the precedent simulation and in the high part of the observed estimations. In this study, we find planes similar to the observed one, with one particular detection with a strong significance, which has a high number of satellites in a flat and extended structure, with an active co-rotation behavior, and a value of specific angular momentum compatible with the observations. Despite the substantial significance of the detection, the observed plane still has a probability that none of the simulated planes can reach.

Key words: galaxies: dwarf – galaxies: kinematics and dynamics – Local Group

1 INTRODUCTION

The issues of the standard cosmological model Λ CDM to predict the small scale observations are still debated. Not exhaustively, the problems are, the missing satellite (Klypin et al. 1999; Moore et al. 1999), the too-big-to-fail (TBTf) (e.g. Boylan-Kolchin et al. (2011), Tollerud et al. (2014)), the cups-core (Walker & Peñarrubia 2011) and the planes of satellites, the focus of this study. The distribution of the satellite galaxies in the Local Group is highly anisotropic. Indeed, all the satellites of the Milky Way (MW) are aligned with the plane of the Magellanic stream, and nine of the eleven "classical" satellites are orbiting in a single plane (Lynden-Bell 1976; Kunkel & Demers 1976; Kroupa et al. 2005; Pawlowski et al. 2015b). In a similar way, 15 of the 27 satellites of Andromeda are in a vast, thin plane, and the line of sight velocities suggest a co-orbiting motion (Koch & Grebel 2006; McConnachie & Irwin 2006; Ibata et al. 2013). It appears that eight of the twelve remaining satellites are also in another plane, parallel to the first one and not centered on M31 (Shaya & Tully 2013). This flat coherent property is also observed outside of the Local Group, where diametrically opposed pairs of satellites are anti-correlated in velocities (Ibata et al. 2014a).

It is known that dark matter and satellites are not isotropically distributed around host halos in simulations,

but such thin and vast structures are not directly standing out (Aubert et al. 2004; Libeskind et al. 2005; Kang et al. 2005; Zentner et al. 2005; Libeskind et al. 2007, 2009; Deason et al. 2011). More recently Bahl & Baumgardt (2014) and Cautun et al. (2015) investigated vast plane of satellites in simulations and concluded that Andromeda like planes frequently occur, while Ibata et al. (2014b) and Pawlowski et al. (2014) re-examine some simulations and suggest that there is no clear evidence of significant planar structures. In the case of the MW, Sawala et al. (2015) conclude that with high-resolution simulations of the Local Group with hydrodynamics it is possible to solve the missing satellites, the TBTf and the planes of satellites problem. However, Pawlowski et al. (2015a) note some issues on the definition and the observables used for the TBTf. They claim that the method used to characterize the plane, the reduced tensor of inertia analysis, is not appropriate.

In this framework, we investigate planar structures in high-resolution simulations. In a previous study (Gillet et al. (2015), hereafter Paper I) we found planes in a high-resolution hydrodynamics simulation of the Local Group. Despite the high significance of those structures, they are still less significant than the observations. Moreover, the simulation provides one Local Group, therefore only two galaxies, evolving in a cosmological constraint environment. It is necessary to increase the number and diversity of simulated galaxies to see if planes can be found in all the cases or not. To address this problem, Buck et al. (2015) probe 21 isolated

* E-mail: nicolas.gillet@astro.unistra.fr

high-resolution dark matter only Andromeda-like galaxies and find equivalent structures as in Paper I. They also suggest a possible correlation between the ability to find a plane and the concentration of the halos, the more concentrated it is, the easier to find a plane it is. This suggestion has to be taken into account carefully because there are some correlations between the concentration of a halo and the radial distribution of its satellites population. Moreover, as shown in Paper I, to make a proper quantitative comparison with the observations, the radial distribution has to be carefully taken into account.

We want to probe in this study another constrained Local Group simulation, to increase the number and diversity of galaxies tested. The new simulated Local Group is in better accordance with the observational constraints. The Milky Way and Andromeda are more massive than in Paper I, the relative distance is close to the observed one and it uses an updated set of cosmological parameters. The more massive galaxies will induce a higher number of satellites halos with a less concentrated radial distribution. Therefore, it should result in more significant extended planes around the host. We will also use some new models of satellite galaxies to assign luminosities to satellites galaxies, like the most massive halos at their infall time like in [Buck et al. \(2015\)](#), or a semi-analytical model that take into account of the reionization, the infall time and the mass history of the halos ([Ocvirk & Aubert 2011](#); [Busha et al. 2010](#)). Also, it is a high-resolution hydrodynamics simulation, and we perform on top of it a realistic reionization post-processing.

In the present study, we will present in Section 2 the CLUES simulation and the satellite population models. In Section 3, we present methodologies to detect and characterize Andromeda like planar structure. In Section 4 we applied the method to the simulated models and compared the planes to the observations. In Section 4.3 we probe the simulation by relaxing some observational constraint of the survey and detail some significant detections, followed by a short discussion and our conclusions.

2 MODELS OF SATELLITES

In this section, we will describe the CLUES simulation, the models of satellite galaxy population and the comparison of those synthetic population to the observations around Andromeda.

2.1 The CLUES simulation

As in the previous study (Paper I), we use a simulation of the Constrained Local UniversE Simulation (CLUES) project ([Gottloeber et al. \(2010\)](#); [Yepes et al. \(2014\)](#)) performed using GADGET2 ([Springel 2005](#)). It was run using a WMAP5 cosmology, i.e. $\Omega_m = 0.279$, $\Omega_b = 0.046$, $\Omega_\Lambda = 0.721$, $\sigma_8 = 0.817$ and $h = 0.7$ ([Komatsu et al. 2009](#)). It uses a zoom technique and constrained initial conditions that permit to build a Local Group in a cosmological context fixed by the observations. The high resolution volume is about $2\text{Mpc}.h^{-1}$ wide at $z=0$ and contains the Local Group analog, with a dark matter mass resolution of $m_{\text{dm}} = 2.1 \times 10^5 M_\odot.h^{-1}$ and $m_{\text{gas}} = 4.4 \times 10^4 M_\odot.h^{-1}$ for the gas. The feedback and star formation prescriptions of [Springel & Hernquist \(2003\)](#) were

used. This simulation follows the same zoom technique as the one use in the previous study, but with a different seed, which means that the resulting Local Group will be different from the previous simulation but the large structures are the same. For more detail we refer the reader to [Gottloeber et al. \(2010\)](#).

The dark matter catalog has been computed by the Amiga halos finder ([Knollmann & Knebe 2009](#)) and after selection, no halos of the high-resolution volume are polluted by low-resolution particles. The catalog provides at several redshifts and especially at $z=0$ the position, velocity and dark matter mass of the halos.

In addition a reionization has also been post-processed with the radiative transfer code ATON ([Aubert & Teyssier 2008, 2010](#)). The idea is to perform a realistic reionization in the LG and in particular around the hosts, to take into account the geometry of the expanding HII regions. It produces the reionization redshift (noted z_{reio}) of all the halos i.e. the last redshift when the ionizing fraction of the halos was below 50%. We use the same recipe as in Paper I for the reionization post-processing as described in details in [Ocvirk et al. \(2014\)](#).

The simulation provides a Local Group at $z=0$, more realistic than in Paper I. At $z=0$, the MW and M31 are separated by 712.3kpc with virial masses of $1.5 \times 10^{12} M_\odot$ and $2.3 \times 10^{12} M_\odot$ and respectively virial radii of 301kpc and 346kpc. To distinguish the simulation from the observations, the two host galaxies will be referred as LG_a for the MW and LG_b for the M31 equivalent. The high-resolution zoom allows resolving halos down to $4.2 \times 10^6 M_\odot$ with 20 particles, thus correctly describing the satellites population of an Andromeda-like host. Compared to the simulation used in Paper I, the two galaxies are more than twice more massive. The difference of masses has a substantial impact on the number of sub-structures in the halos and therefore on the number of satellites halos. Also because of the more massive hosts, their dark matter halos will be larger. Therefore, the distribution of satellites will be more extended. So, more extended planar structures are expected. Therefore, the specific angular momentum should also increase while in Paper I it was difficult to obtain the same high specific angular momentum as the observations. In this LG the galaxies are closer than in the previous one, the satellite populations of the two hosts overlap. The satellites halos distribution should have a peanut shape (∞) i.e. extended in the direction linking the two host, increasing the possibilities to find planar structures in the satellites galaxy populations, especially when we will test a large number of satellites galaxies. Compared to the set of 21 hosts of [Buck et al. \(2015\)](#) those two galaxies are as massive as their most massive ones. For the concentration, the two hosts have typical values, with 9 for LG_a and 8.3 for LG_b . According to their result, it will be more difficult (less probable) to find rich planar structures around those two galaxies than in their most concentrated galaxies.

2.2 Volume of selection

We use the same strategy as in Paper I, to accurately compare the simulation to the observations we have to consider a volume of selection around the host that mimics the ob-

ervation area. In this study, we will consider two kinds of volume:

- The PAndAS's like volume (Pan-Andromeda Archaeological Survey [Martin et al. \(2013\)](#)): the idea is to mimic the field of view of the survey which consists of two circles, one around M31 and one around M33. First, we have to take a line of sight, defined by the line of the two galaxies LG_a and LG_b. The distance between the galaxies is 712kpc, compared to the 780kpc of the reality. The galaxy LG_a will be the observer of LG_b and vice-versa. To mimic the PAndAS area, we exclude the satellites closer than 2.5 degrees of Andromeda and outer 12 degrees. We also put a limit of 450kpc in the distance of the host forefront and back-front. For simplicity, we do not mimic the M33 area which contains two satellites, M33 itself and AndXXII. That is why we have to consider 25 satellites in this volume of selection instead of 27.
- The spherical volume: here we do not take into account the line of sight constraints, but we conserve the inner and outer distance limit. Satellites have to be closer than 450kpc and further than 35kpc. This selection is not used for comparison to the observations, but to probe all the volume around the host galaxies with fewer restrictions. There is no limit on the number of satellites; we will test selections with 30, 50, 100 and 150 satellites.

2.3 Model of satellites

The PAndAS's survey detect 27 satellites (25 in the principal area around Andromeda), while a thousand dark matter satellites are orbiting around the host galaxies in the simulation. We have to define sets of bright satellites from this population of dark halos and search for planar structure in the sample. The way to model those satellites being still uncertain, we choose to explore simple models frequently use in the literature. The simulation provides 7128 and 6074 satellites in the 1200Mpc around LG_a and LG_b, with their position, velocities, dark matter mass, stellar mass M_* , maximum dark matter mass throughout their mass assembly history M_{\max} , their reionization redshift z_{reio} and their redshift when they cross the virial radius of the host z_{acc} . Before we model the brightest satellites, we exclude the satellites that have been totally disrupted i.e. lost more than 95% of their maximal mass. We also exclude satellites that have never been more massive than $10^7 M_{\odot}$, they have never been massive enough to activate the atomic cooling and form stars. This lead to 4606 and 3959 satellites for the two host galaxies. We apply the same models as in Paper I, and we add new models. Those models qualitatively sort the satellite galaxies by luminosity. Then we build samples by selecting N_{sat} brightest satellites we need:

- M_{star} : the N_{sat} more massive halos at $z = 0$ in term of stellar mass. The simulation creates star following the [Springel & Hernquist \(2003\)](#) formalism. As the stars are the direct output of the hydrodynamics simulation, it is natural to use them as a galaxy modeling. However, as detailed in the previous study, this modeling has its drawbacks, like difficulties to reproduce low mass galaxies and a simple UV background has also been used. Therefore, we will use other models to assign luminosities to satellites.
- $M_{z=0}$ (simple abundance matching): the N_{sat} most massive halos at $z = 0$ in term of dark matter. It is the simplest

way to populate a halos catalog with galaxies, often used in semi-analytical models.

- z_{reio} : the N_{sat} halos that have been reionized the latest. We used the post-process simulation of reionization to compute the redshift of reionization of each halo. The reionization stops the star formation in low-mass halos. With the post-process simulation, we have access to a realistic propagation of the ionizing front, and the geometry of the reionization in the Local Group.

- M_{\max} : the N_{sat} halos that have been the most massive ones (dark matter) throughout their formation history. The effect of the reionization on a halo mostly depend on the mass of the halos, and the more massive the halo is, the less affected by the reionization it is ([Gnedin 2000](#)). The brightest satellites are those that have been the most massive.

- $M_{\max z_{\text{reio}}}$: all the halos more massive than $10^9 M_{\odot}$ (dark matter), completed by those that have been reionized the latest. Halos massive enough can be self-shielded from the strong UV emission of the host and their stars, typically above $10^9 M_{\odot}$. The other, not massive enough satellites can form star until they are fully ionized.

- $M_{\max z_{\text{acc}}}$: all the halos more massive than $10^9 M_{\odot}$ (dark matter) at $z = 0$, filled with those that have been accreted the latest. In this model, we consider that most of the suppression of the star formation is due to the accretion on the host. When the satellites pass through the virial radius, it stops to form stars and as for the reionization, the more massive ones are not or less affected.

- $M@z_{\text{acc}}$: the more massive (dark matter) halos at their accretion redshift. Massive halos form stars until they experience the tidal stripping from the host i.e. before they enter the virial radius ([Kravtsov et al. 2004](#); [Conroy et al. 2006](#)). Before the accretion, they should be massive enough to be self-shielded from the UV background.

- Semi-Analytical Model (hereafter SAM): we made a slightly more complex model, inspired from [Busha et al. \(2010\)](#); [Ocvirk & Aubert \(2011\)](#). We model the star formation rate of halos under certain conditions that use the dark matter mass (M_{DM}), the reionization redshift (z_{reio}) and the accretion redshift (z_{acc}). The star formation rate (SFR) is proportional to the dark matter mass at a certain power. Halos can form stars before they are reionized, and after if they are massive enough but never after they have been accreted on the host. The Equation 1 summarize the model.

$$\text{SFR} = \begin{cases} \epsilon M_{\text{DM}}^{\alpha} & \text{if } \begin{cases} z > z_{\text{reio}} \text{ and} \\ M_{\text{DM}} > 10^7 M_{\odot} \\ \text{or} \\ z_{\text{acc}} < z < z_{\text{reio}} \text{ and} \\ M_{\text{DM}} \geq 10^9 M_{\odot} \end{cases} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (1)$$

where $\alpha = 2$ and ϵ is tuned to fit the observed Luminosity Function (LF), $\epsilon = 8.10^{-24}$.

2.4 Basic properties of the model satellites populations

We will compare the models of satellites galaxies with the PAndAS's observations. To make this comparison properly, we will consider samples of $N_{\text{sat}} = 25$ satellites, using the

| (1) | (2) | (3) | (4) | (5) | (6) | (7) | (8) |
|---------------------------------|-------------------|------------------|-------------------|---------------------------------|--------------------|--------------------------------|---------|
| $N_{\text{sat}} = 25$ | M_{star} | M_{max} | Z_{reio} | $M_{\text{max}Z_{\text{reio}}}$ | $M@Z_{\text{acc}}$ | $M_{\text{max}Z_{\text{acc}}}$ | SAM |
| $M_{z=0}$ | 64 68 | 76 92 | 24 16 | 60 92 | 76 92 | 64 92 | 64 72 |
| M_{star} | | 68 72 | 28 16 | 68 72 | 72 72 | 64 72 | 68 68 |
| M_{max} | | | 20 16 | 68 100 | 72 100 | 68 100 | 72 80 |
| Z_{reio} | | | | 52 16 | 20 16 | 24 16 | 28 16 |
| $M_{\text{max}Z_{\text{reio}}}$ | | | | | 56 100 | 68 100 | 64 80 |
| $M@Z_{\text{acc}}$ | | | | | | 56 100 | 60 80 |
| $M_{\text{max}Z_{\text{acc}}}$ | | | | | | | 64 80 |

Table 1. Comparison of the proportion of common satellites (in percent) between the different models of satellites of the host, in the order $LG_a|LG_b$. The models contains $N_{\text{sat}} = 25$ satellites in a PAndAs volume to be compare to the observations. In this volume of selection there 17 are 26 and satellites heavier than $10^9 M_{\odot}$ around LG_a and LG_b

models described previously and selected in the PAndAS’s area.

The models are not independent, some halos of a model can also be utilized in another one. The Table 1 shows the proportion of satellites in common between the different models of satellites. All the selections have common satellites, in the case of LG_a the maximum overlap is 76% while for LG_b , there are four models that return the same populations: M_{max} , $M_{\text{max}Z_{\text{reio}}}$, $M@Z_{\text{acc}}$ and $M_{\text{max}Z_{\text{acc}}}$. Those four last models entirely depend on the massive satellites ($> 10^9 M_{\odot}$), indeed in the case of LG_b , there are 26 such satellites in the PAndAs volume of selection while we select 25. This is due to the masses of the hosts, in Paper I the number of massive satellites was smaller because the two hosts were lighter; therefore, all models were different. In the continuation we will use all the models on LG_a and four models on LG_b .

The most fundamental property we use to compare the simulation to the observations is the radial distribution of satellites around the host. The Figure 1 present the comparison of the radial distribution of 25 satellites from the observations (with a confidence area of 1σ), and those of the models, for the two galaxies (observations are compiled from [McConnachie & Irwin \(2006\)](#); [Conn et al. \(2012\)](#)). In all the cases they are in excellent agreement with the observations, and we do not have issues of too concentrated samples. In the case of $M_{\text{max}Z_{\text{acc}}}$ model, the most discrepant one, the sample is the mixing of M_{max} model and the outer part comes from z_{acc} parameter, yielding a diluted distribution. The bottom right panel present the radial distribution of all the eligible dark satellites in the PAndAS’s volume, with respectively 595 and 706 satellites for LG_a and LG_b , compared to 245 and 326 satellites in the previous simulation.

As explain in the Paper I, the radial distribution has a strong influence on the probability to find a significant structure. In the previous study, the radial distributions of satellite populations were too concentrated, implying that it was easier than in the observations to find planar structure, inducing a bias in the comparison. That is why we used a method that takes it into account in order to properly compare planes from the simulation to the observations. Conversely, it will be harder to find planar structures in diluted distributions. In this study, as shown Figure 1 and commented above, the distributions are not too concentrated, and in one case slightly diluted. We will use, mainly, the same methodology, as in Paper I.

All the models qualitatively order the satellites from the more luminous to the dimmer halos. In the case of SAM, it

gives a quantitative star formation rate (SFR). Combined with single star population (SSP) at the corresponding redshift, magnitudes are computed, M_v . The SSP are generated by FSPS ([Conroy et al. 2006](#)). The Figure 2 shows the luminosity function (LF) for the M_v predicted by SAM compared to the observations. The SAM model predicts 30 and 58 satellite galaxies around LG_a and LG_b in a PAndAs volume. LG_a has fewer satellites than the other host as expected because of the mass difference. In the Figure 2 the magnitude is cut at -4 in order to focus on the observed part, the very small magnitude prediction are too hazardous for this kind of model. In the observations, all the satellites (25) are below -6 while 14 (over 30) and 30 (over 58) for the simulated host. The model has been tuned to fit the most luminous satellites population to the observations, in this case, we fit the LG_b satellites populations to the observations. It results that the SAM model underpredicts the number of luminous satellites around LG_a compared to the population of Andromeda, and it worked well for the LG_b host.

Once the satellites populations are properly modeled in the correct volume of observations, planes have to be detected. In the next section, we present our extension of the Paper I method to identify and characterize planar structures.

3 PLANE SEARCH METHODOLOGIES

The observed plane of Andromeda contains 15 of the 27 satellites and has two special properties. First, it is very thin, with a thickness of 12.7kpc for a radial extension of more than 200kpc. Secondly, 13 of the 15 satellites of the plan share the same sense of rotation, which seems to tell that the satellites are co-rotating around Andromeda. To find a similar structure, we first search for planar structure, and then, look at the sense of rotation of the satellites. In order to compare the detections of planar structures of the simulation with the observations correctly, we have to compute the probability for this structure to appear in a random distribution. This probability has to take into account the spatial repartition of the satellites around the host. Indeed, the radial distribution of the sample of satellites influences the value of this probability. While the chance of satellites to share the same sense of rotation is simple to compute, the spatial probability is less trivial. Here we summarize methods to find planar structure and calculate the probability to find it that have been using in other studies.

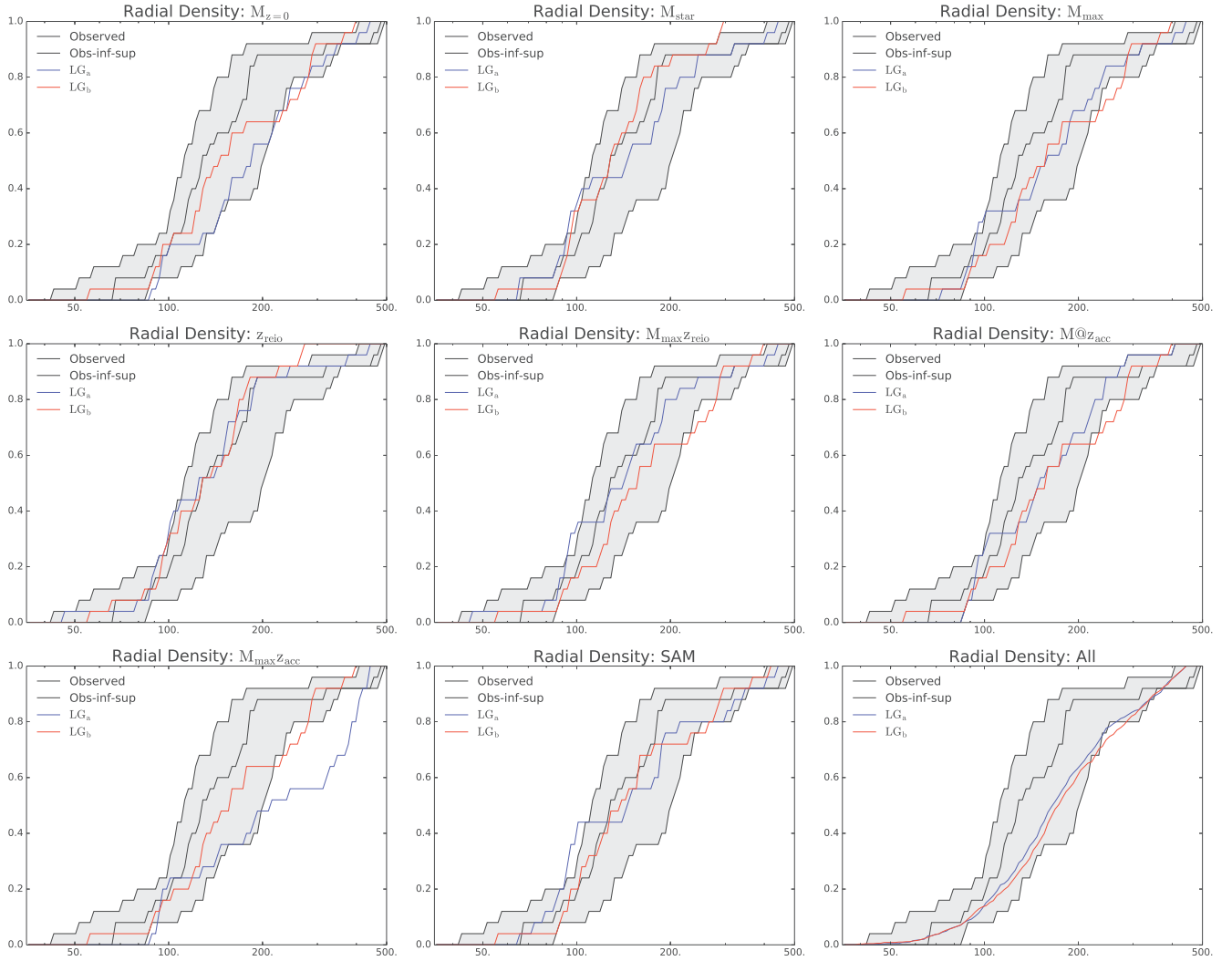


Figure 1. Radial distribution of the satellites around the host. The black curve is the observations of the 25 satellites (inside the primary PAndAS's circle) with the 1σ uncertainties in the grey area. The red and blue dash curves are the models with 25 satellites extract from the simulation, respectively around the host LG_a and LG_b . The bottom right panel is the full sample of eligible satellites in the PAndAS's area, with 595 for LG_a and 706 for LG_b (compare to 245 and 326 in the previous simulation).

3.1 Detection of planar structure and computation of the probability

The basis of the method is to test all the possible planes. To do so, a high number of planes has to be isotropically generated, each plane defined by its normal vector, centered on the host (in general 100000 planes are generated, depending on the precision wanted and the computational time). Then for each plane, a weight is computed, depending on the sample of satellites. There are several ways to attribute a weight to a plane, for example, it can be the root-mean-square (RMS) of a sub-sample of the closest satellites to the plane, the number of satellites in a given thickness or the ratio of eigenvalues of the inertia tensor of a sub-samples. Finally, a threshold is applied to all the planes weights to detect if there is a planar structure. The definition of the weights defines the different methods. In the following we will compare two methods used in the literature.

To go a step further we would like to compute the prob-

ability for a given detection to appear in a random distribution, i.e. the significance of the detection. As discuss in Paper I, this probability permit to properly compare the simulated detections to the observed plane quantitatively. To compute this probability, the same method of plane detection has to be repeated on artificial isotropic distributions of satellites (generally between 20000 and 100000 time). Those synthetic samples have to present the same radial distribution, and be included in the PAndAS area (to make a proper comparison to the plane of Andromeda, we consider it is necessary because it can significantly change the satellite population). In the end, the most planar structure distribution is computed for random isotropic satellites populations. It permits to evaluate how often the detection appears in this random distribution.

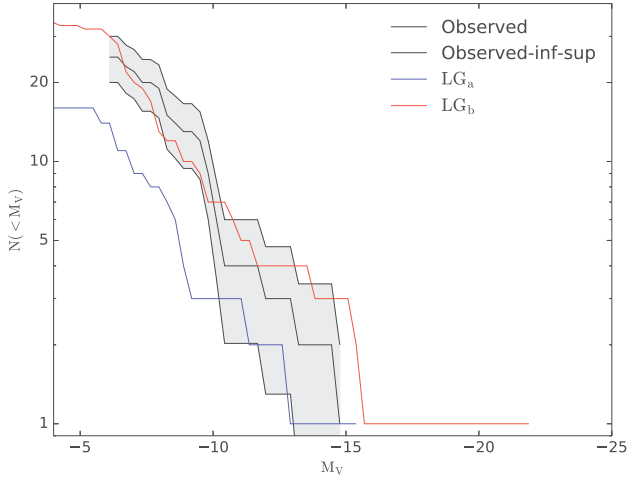


Figure 2. The luminosity function of the satellites compute by the SAM model, compare to the observations around Andromeda. The observations are the black line and the grey shade is the poisson noise, the blue and red dash lines are for the simulated host LG_a and LG_b .

3.1.1 Search for plane of 15 satellites

In the observations, *Ibata et al. (2013)* find a thin plane of 15 satellites around Andromeda. They chose the RMS of the 15 closer satellites as a parameter to identify planar structure. The probability of the detection is the probability to find a thinner plane of 15 satellites in a random distribution. We will refer to this probability as the conditional probability: $p(\leq \text{rms}|N_s)$, with in this case $N_s = 15$. It results that the observed plane occurs with probability 0.13% (*Ibata et al. 2013*), and we find the same value (Figure 4, left panel the point "15" with a probability of $\sim 10^{-3}$, which he also the case in Paper I).

The point we want to stress is: it is not because of a 15 satellites plane is observed, that the definition of the planar structure should be planes of 15 satellites. Therefore, we use another parameter to detect and characterize plane in simulations, which do not fix the number of satellites in the structure.

3.1.2 Search for plane of 20kpc of thickness

It can be agreed that a plane is not defined by the fact that it contains 15 satellites, but by the fact that a sub-sample of satellites (containing N_s satellites) is flat. It results that it is possible to identify planar structures not restrained to 15 satellites. This method has an arbitrary parameter yet, the limit thickness of the plane. We fix this limit at 20kpc, corresponding to a ratio of one over ten between the thickness and the radial extension of the observed plane. With this parameter, we verify that it is possible to recover the known plane of Andromeda (in Paper I we find the plane of 13 satellites, which is the plane with the minimum total probability of the method exposed previously, as illustrated Figure 5 left panel). With this method, we obtain the distribution of the number of satellites in planes of 20kpc of thickness. With it, it is possible to evaluate the probability that

a plane of at least N_s satellites appear in a random distribution: $p(\geq N_s|\text{thickness})$, with in this case thickness = 20kpc. Note that *Buck et al. (2015)* used the same method with 30kpc of thickness but just for the detection, the probability is not computed.

3.1.3 Full range of configuration

Those methods work well, but they involve arbitrary parameters. It is possible to get rid of those. Inspired from *Cautun et al. (2015)*, the idea is not to restrain the two previous methods. Indeed, instead of analyzing a sub-sample of 15 satellites, we will look at all the sub-samples from 3 satellites to all the satellites (N_{sat}). With the same idea, we will not restrain the thickness at 20kpc, but probe all the widths defined by the distance of all the satellites to the plane. The methods mentioned above (Sections 3.1.1 and 3.1.2) described above are included in those new ones. Then the conditional probabilities is computed for all the number of satellites possible in the plane i.e. the probabilities to find thinner structure using the rms (or the thickness) at given number of satellites N_s : $p(\leq \text{rms}|N_s)$ (respectively $p(\leq \text{thickness}|N_s)$).

The Figure 3 present the distribution of the rms and thickness of the thinnest planes of random distributions computed by the two extended methods of detection and the dots are the thinnest planes detected in the observations. It is clear that for all the N_s the dot is below the average rms (and thickness). From those distributions (Figure 3) it is possible to compute the conditional probability for the detection for all the sub-sample N_s from 3 to N_{sat} :

$$p(< \text{rms}|N_s) = \int_0^{\text{rms}} \text{PDF}_{\text{rms}}(r, N_s) \cdot dr, \quad (2)$$

it is presented in Figure 4 (for the RMS on the left and the thickness n the right). In this Figure, each line corresponds to a specific number of satellites and is the cumulative density function (CDF) of its corresponding column of the Figure 3. The dots are the same values from the observations and give the corresponding number of satellites. On the left panel (RMS method), the lower probability is achieved for the plane at 13 satellites, and the gap between 15 and 16 satellites is clear, as explain in *Ibata et al. (2013)*. On the right, if we set the thickness to 20kpc, we find the plane of 13 satellites of Paper I, but the lowest probability is achieved for the plane of 10 satellites.

3.1.4 Velocity configuration

Once a detection is made, it is possible to determine the sense of rotation of the N_s satellites of the plane. The number of satellites sharing the same sense of rotation N_{rot} is defined by the maximum of the number of satellites clockwise or counter-clockwise rotating. Then the probability to find N_{rot} co-rotating satellites among N_s is defined by the binomial law of 0.5 probability:

$$p(X = N_{\text{rot}}|N_s) = 2 \binom{N_s}{N_{\text{rot}}} 0.5^{N_s}. \quad (3)$$

The factor 2 comes from the fact that we do not choose

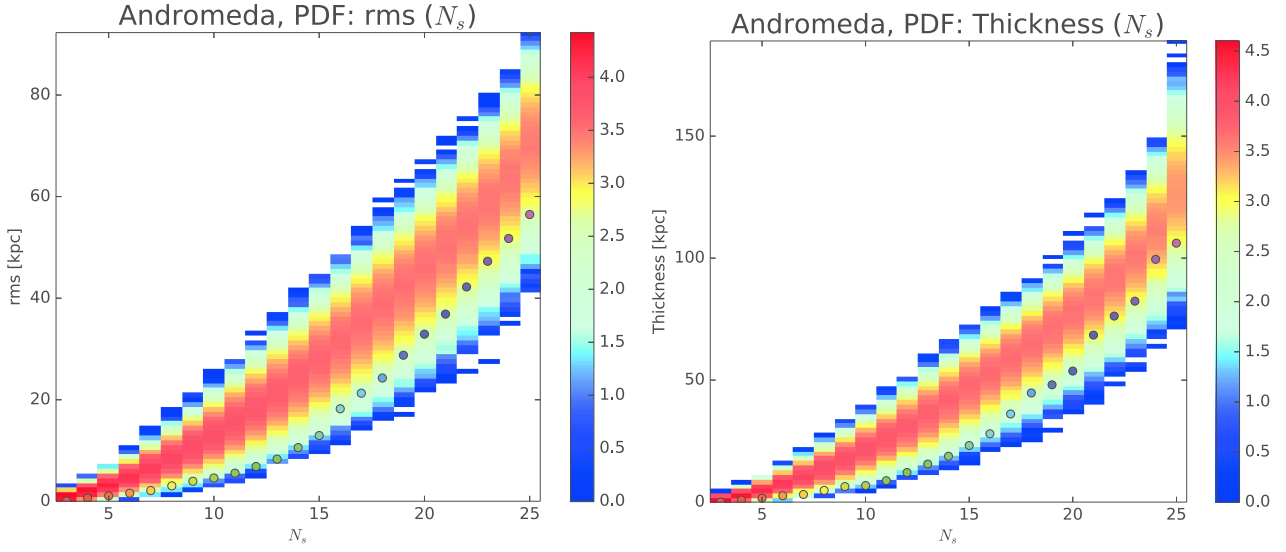


Figure 3. Repartition of the rms (left panel) and the thickness (right panel) in function of the number of satellites in the plane (N_s). The color code the log of the count in each bean. The dot are the values from the observations. The color of the dot just code for the corresponding N_s , the same color will be used in other Figures.

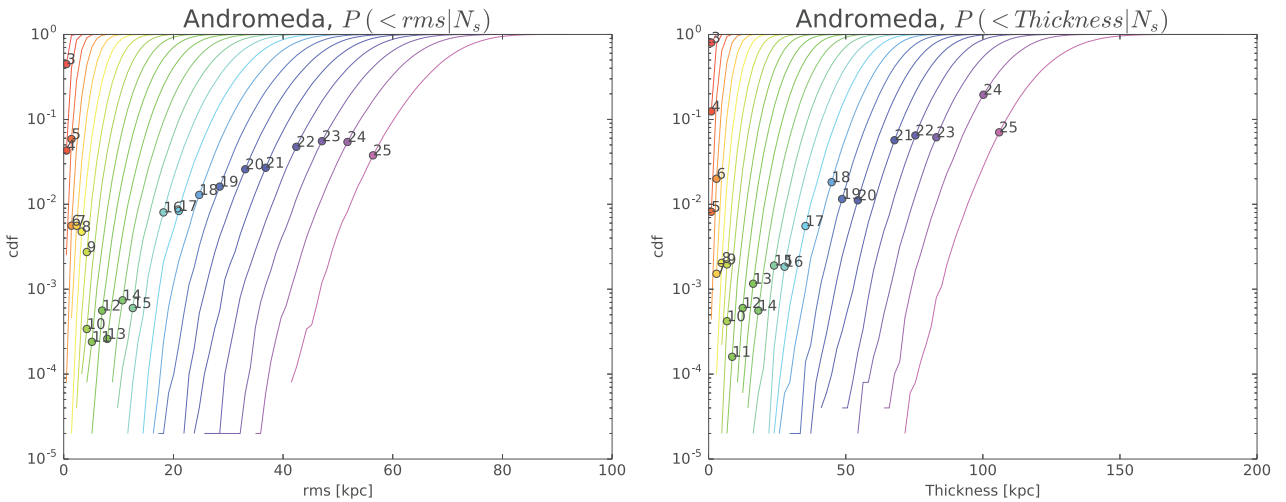


Figure 4. Conditional probability: probability to find a thinner plane for a fixed number of satellites N_s in the plane: $p(\leq \text{rms} | N_s)$. Each line correspond to a number of satellites between 3 to $N_{\text{sat}} = 27$ (i.e a normalized column from the Figure 3). The rms distributions are on the left panel and the thickness ones on right panel. The dot re the values from the observations. The color of the dots and lines indicates the corresponding value of N_s (same as in Figure 3), which is also indicate by a number near the dot.

a preferential rotating sense. Then the probability to find at least N_{rot} is the sum of the probabilities defined in Equation 3 from N_{rot} to N_s :

$$p(X \geq N_{\text{rot}} | N_s) = \sum_{k=N_{\text{rot}}}^{N_s} p(X = k | N_s) = 2 \sum_{k=N_{\text{rot}}}^{N_s} \binom{N_s}{k} 0.5^{N_s}. \quad (4)$$

It has to be noticed that in the case of the observations, the 3D velocities are not known. Only the line of sight velocities are available. Somehow luckily or coincidentally, the plane is aligned with the line of sight. Therefore all the velocities seem to be aligned with the plane. It implies that an error in the rotation sense can be made in the observations. Just on geometrical assumptions, the possibility of

error is bigger if the satellite is close to the line of sight and far from Andromeda. AndIX, AndXVII, and AndXXVII are the three satellites that maximize the possible error. Therefore the observed plane has 15 satellites and 13 that share the same sense of rotation, it implies a kinematics probability of $p_{\text{obs}}(X \geq 13 | 15) = 0.0074$. In the worse case, if the three satellites are counter rotating it drop to $p_{\text{obs}}(X \geq 10 | 15) = 0.3$, which is a factor 40 from the previous one. In the simulation, we will use the full 3D information, but we have to keep in mind that there are some uncertainties and unknowns in the velocities observations that can change the observed probability of factor 40.

3.2 Methodology conclusions

To summarize and conclude on the plane search methodologies, we extend the way to find planes, one based on the RMS, the other based on the thickness. Moreover, we also remind the probability for the velocity configuration of a detection. The Figure 5 summarize all the probabilities using the RMS and the thickness. The most interesting thing is to compare the two probabilities with the rotation probability in each method.

First of all, the comparison of the two methods, the one that uses the RMS and the other that uses the thickness. It is clear that the two approaches have the same behavior on the data, but we can discuss on small differences. The two minimum detection are not the same, for the RMS the minimum is on a plane of 13 satellites while it is at 11 for the thickness. Then if we look at more numerous planes, in the case of the RMS, the 15 satellites plane is indeed a good compromise between the probability and the number of satellites in the structure. In the case of the thickness, it appears that the 14 satellites plane is the more interesting. In both cases, the structure is the same, with just one satellite of difference, the order of the value of the probability is also in good agreement. To conclude on this point, once extended, the two methods described are equivalent. In the rest of the analysis, we will keep and focus on the RMS method, which is the same as used by Cautun et al. (2015) and is the extension of the one used by Ibata et al. (2013).

The advantage of the extended method compare to the one used by Ibata et al. (2013) (and describe Section 3.1.1) is that it makes explicit the whole process of selection i.e. all the detection are shown, and the choose of the plane can be illustrated. More than that, we will not miss structure between 3 to N_{sat} satellites.

In the following we will use the RMS method and the conditional probability multiplied by the velocity probability to find coherent-planar structures in the CLUES simulation. We will select the planes that have minimum probability and then look for richer planes that can be good compromises between the probability and the number of satellites in the structure.

4 APPLICATION TO THE CLUES SIMULATION: COMPARISON TO THE OBSERVATIONS

We apply all the models of satellites population on the simulation, and search for planar structure in those samples as for the observations in the previous section.

4.1 Planes detection in the simulation: 25 satellites, PAndAS volume

The planes detected in the simulation will be compared to the observed plane of Andromeda. We use the models on samples of $N_{\text{sat}} = 25$ satellites selected in the PAndAS's area around the two host galaxies.

We set our "interesting" probability threshold at 1%, and we will look at some structures below this threshold. Firstly, the minimum probability in the observations is about $5.10^{-4}\%$, while it is difficult to find a probability

lower than 1% in the simulation. This is because the plane of Andromeda is at the same time extremely thin and kinematically coherent. In the simulation, it is hard to satisfy those two conditions simultaneously. In most of the cases, it is the kinematics of the samples that create significant thick planes. The Table 2 summarize the significant detections with geometrical and kinematics properties and those of the observed planes.

From the probability analysis, we can extract ten structures with a probability lower than 1% summarized in Table 2. Then we suppress structures that are the same between the models of satellites populations (by eyes we remove those that have a high number of satellites in common, same orientation). In the end, there are two significant interesting planes found in the samples. The two structures are found around LG_b , with the models z_{reio} (Table 2 line 9, hereafter named P_1) and SAM (Table 2 line 10, hereafter named P_2). The Figure 6 present the probabilities to find a planar structure of $N_s \in [3, N_{\text{sat}}]$ for those two models around LG_b (the Figure 5, left panel, present the same information for the observations). It shows the evolution of the probability as a function of the number of satellites in the structure for the two most significant planes detected in the models. We will detail those two most interesting detections and refer the reader to the Table 2 to have a view of the properties of the detections. The Figures 7, 8 and 9 show the face-on, edge-on and aitoff projection on the sky of the host, of the planes, for the observations and the significant detections.

The Table 2 column (9) shows the median specific angular momentum L_{Los} . It is the product of the projected distance of the satellites on the plane with the projected velocity on the plane. For the observations, the configuration is such that it is possible directly to use the observed values (Table 2 column (9) last line, first value). In the case of the simulation, the planes are not necessary aligned with the line of sight. We pick 100 edge-on lines of sight to the plane and compute the average for all the median specific angular momentum, the minimum, and the maximum values are shown in the table. We also apply this method to the observations, but it has to be carefully taken into account, it gives an idea of the range of value, if the observed velocities were the real 3D ones (which is not) (Table 2 column (9) last line, second values).

The first interesting plane, P_1 , Table 2 line 9 and Figure 8, contain twelve satellites, with eight that share the same rotation direction. This plane has not a strong significance (0.32%) but is particularly thin. Indeed, it has only 9.3kpc of thickness and 118.5kpc of expansion for 12 satellites. Its thickness totally explains the probability of this plane. This is visible in the Figure 6 left panel, at 12 satellites the probability of co-rotation do not make this plane highly more significant.

The second one, P_2 , Table 2 line 10 and Figure 9, contain 13 satellites and 12 are co-rotating. This plane is close to the observations, with 13.9kpc of thickness and a radial extension of 133.5kpc. This plane is not particularly thin, in this case, it is the velocities that create the significant structure, which is clearly visible Figure 6. The total probability of this plane is $8.8 \times 10^{-3}\%$, which is highly significant. Even if it is ten times higher than the observations ($\sim 10^{-4}\%$), it is the first time that a plane so significant is detected in a Λ CDM simulation. It has to be also noted, as discuss

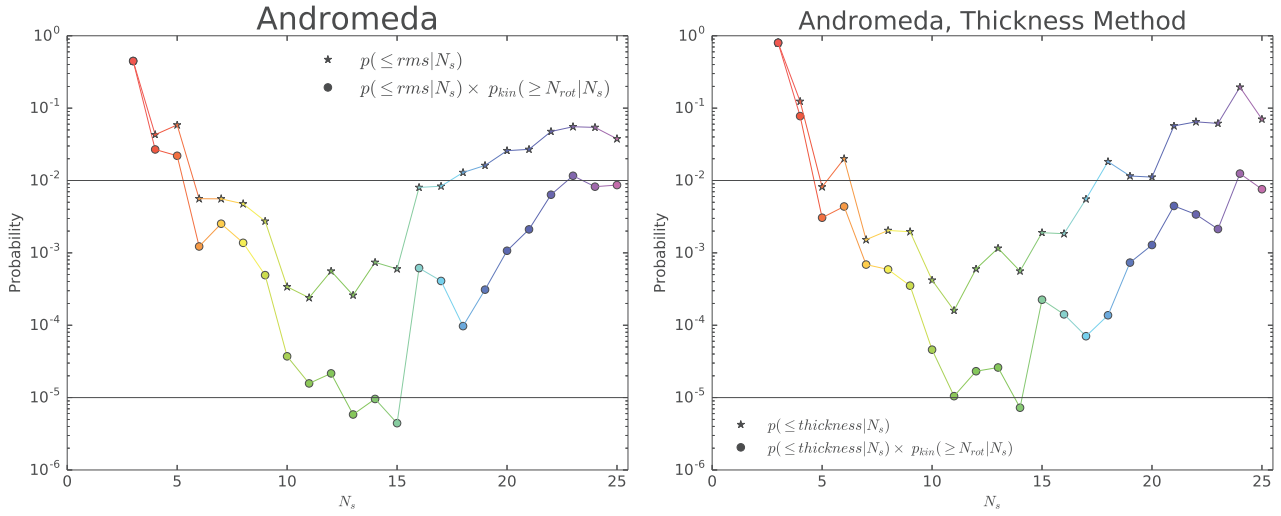


Figure 5. Comparison of the probabilities: stars are the conditional probability presented Figure 4 (linked by dashed line). Then we multiply it by the 2D-kinematic probability, represented as dot (linked by a continuous line). On the left panel, the rms method and on the right, the thickness method. The horizontal dash lines show our significant detection threshold at 10^{-2} and the order of the observed plane probability 10^{-5} .

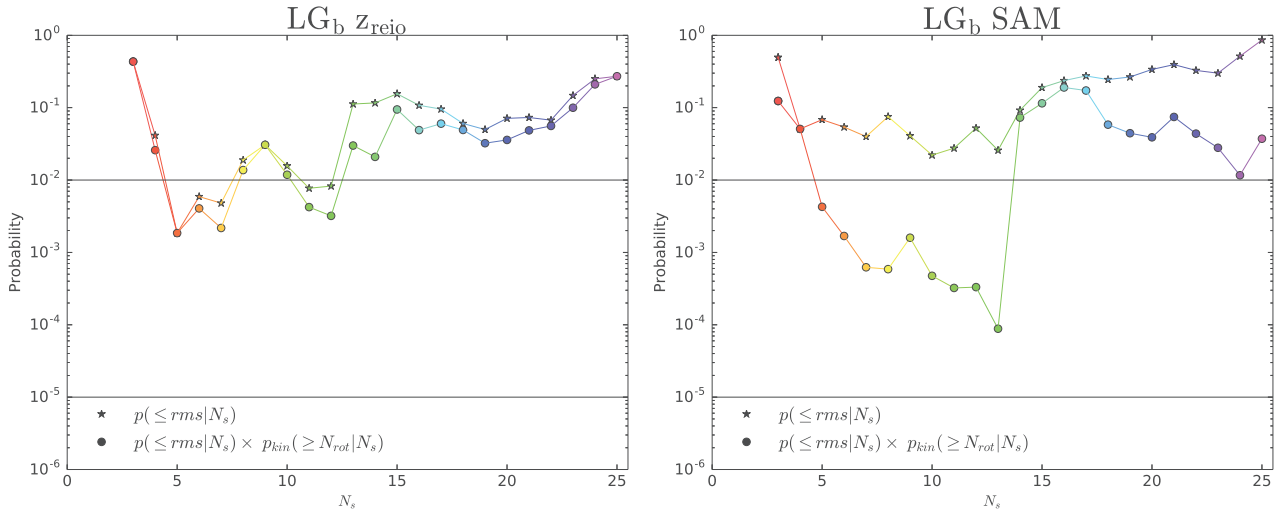


Figure 6. The probabilities of the detection, for each host, for the eight models of satellite. The title of each panel indicate the host and the model of satellites. We precise that the same analysis for the observation is presented Figure 5 left panel. The minimum probability for the observation is of the order of $5 \cdot 10^{-6}$. The horizontal dot line is our interesting threshold of 1%. The stars link by a dot line present the conditional probability of position, while the dot like by a continuous line present the total probability, taking into account of velocities.

previously, that the observed velocities can change the observed probability by a factor 40 in the worst case, could make this detection as significant as the observations (see Section 3.1.4).

4.2 Properties compared to the observations

In all the models explored around the two hosts, we find ten significant structures. On which we isolate two particularly interesting planar structures around one of the two hosts with a probability lower than 1%. The first is hardly significant while the second clearly stands out.

- With 12 and 13 satellites those detections have fewer satellites than the observations. However, both are evidently planar structures, with thickness of 9.3kpc and 13.9kpc for radial extent of 118.5kpc and 133.5kpc, which is comparable to the observed plane.

- In term of velocity coherence, the first plane, P_1 , has no particular co-rotation signature with eight over 12 satellites that share the same rotation direction, while the second, P_2 , has 12 over 13 satellites rotating the same way. In this simulation, we detect a very thin planar structure without velocity coherence.

- We also compute the median specific angular momentum to compare to the observations (see Section 4.1

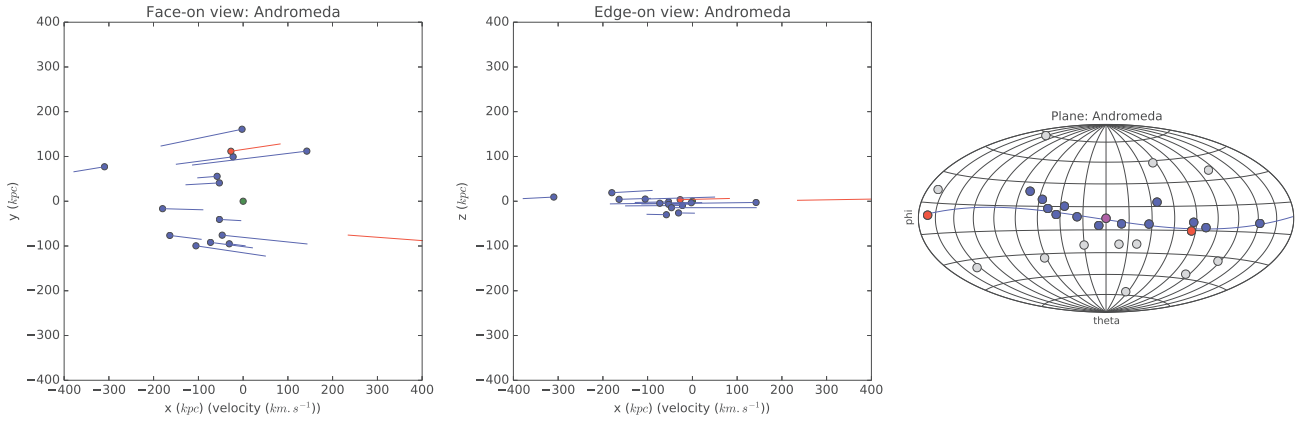


Figure 7. The known plane of Andromeda. It corresponds to the last line of Table 2. From left to right, the face-on view of the plane, the edge-on view and the Aitoff view of the sky from Andromeda. The color (red or blue) of the satellites and their velocity code for the rotating sense. On the face-on and edge-on views, the projected position of the MW is in the negative x values and Andromeda is the central green dot. Also in the Aitoff view, the plane is represented by a continuous blue line, and the satellites out of the plane are in gray, the MW is the central magenta dot.

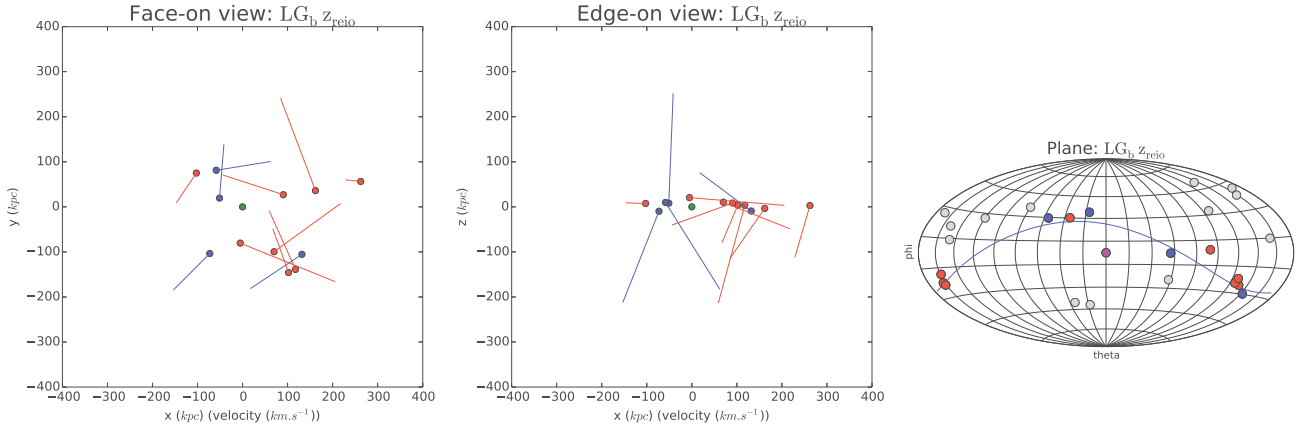


Figure 8. The plane around LG_b , detected in the model z_{reio} , with 25 satellites in a PAndAS area. This model correspond to the line 9 of the Table 2.

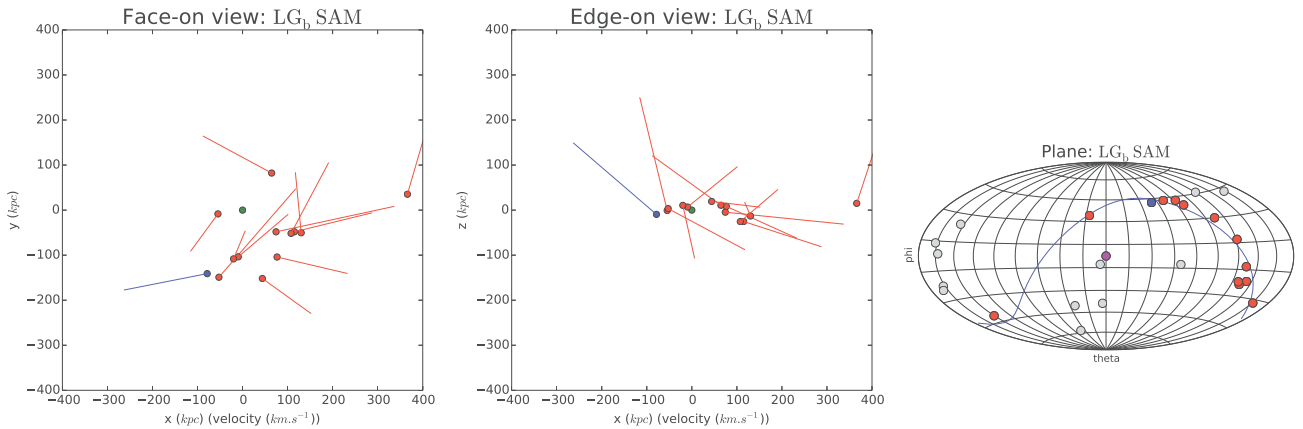


Figure 9. The plane around LG_b , detected in the model SAM, with 25 satellites in a PAndAS area. This model correspond to the line 10 of the Table 2.

| (1) | (2) | (3) | (4) | (5) | (6) | (7) | (8) | (9) |
|-----------------|----------------------------------|----------------------------|-------------------------------|----------------------|------------------------|---------------------|---------------------------|--|
| Galaxy | Selection of satellites | Number satellites in plane | Number satellites co-rotating | rms probability (%) | σ_{\perp} (kpc) | $\sigma_{//}$ (kpc) | angle Plane/line of sight | $L_{\text{LoS}}^{\text{max}}_{\text{min}}$ ($\times 10^4 \text{ km.s}^{-1} \text{ kpc}$) |
| LG _a | Z_{reio} | 6 | 5 | 0.14 | 1.37 | 162.05 | 9.0 | $0.67^{0.83}_{0.58}$ |
| LG _a | $M_{\text{max}} Z_{\text{reio}}$ | 5 | 3 | 0.25 | 0.77 | 158.13 | 30.5 | $1.11^{1.84}_{0.75}$ |
| LG _a | $M_{\text{max}} Z_{\text{acc}}$ | 6 | 3 | 0.92 | 1.57 | 247.46 | 1.8 | $1.75^{2.50}_{1.08}$ |
| LG _a | SAM | 5 | 5 | 0.50 | 1.32 | 193.54 | 26.2 | $0.47^{0.64}_{0.40}$ |
| LG _a | $M@Z_{\text{acc}}$ | 5 | 4 | 0.12 | 0.79 | 222.53 | 2.8 | $1.40^{1.89}_{1.14}$ |
| LG _b | $M_{z=0}$ | 11 | 10 | 0.49 | 15.10 | 153.95 | 38.8 | $1.21^{1.94}_{0.72}$ |
| LG _b | M_{star} | 11 | 10 | 0.39 | 13.78 | 123.52 | 44.6 | $1.02^{1.61}_{0.55}$ |
| LG _b | M_{max} | 10 | 9 | 0.78 | 12.86 | 188.33 | 38.9 | $1.19^{1.85}_{0.76}$ |
| LG _b | Z_{reio} | 12 | 8 | 0.32 | 9.33 | 118.52 | 24.5 | $0.88^{1.02}_{0.73}$ |
| LG _b | SAM | 13 | 12 | $8.82 \cdot 10^{-3}$ | 13.92 | 133.54 | 38.8 | $1.07^{1.57}_{0.74}$ |
| Andromeda | Observations | 15 | 13 | $5.32 \cdot 10^{-4}$ | 12.95 | 191.43 150.65 | 1.2 | 1.3 $0.72^{1.29}_{0.19}$ |

Table 2. Detected plane within a spherical volume with $N_{\text{sat}} = 25$. The columns (1) and (2) present the host galaxy and the model of satellites. The columns (3) and (4) show the number of satellites in the planes and the number of satellites sharing the same sense of rotation. The total probability is presented in the columns (5) (in percent, while the figures show the probability). The column (6) to (9) present geometrical properties of the plane, as the perpendicular and radial extension, the angle with the line of sight and the median of the specific angular momentum, L_{LoS} , directly comparable with the observations. The last line is the observations. There are two values for the radial dispersion, one with the 15 satellites, the other we remove the further satellites, AndXXVII, which is at more than 450kpc.

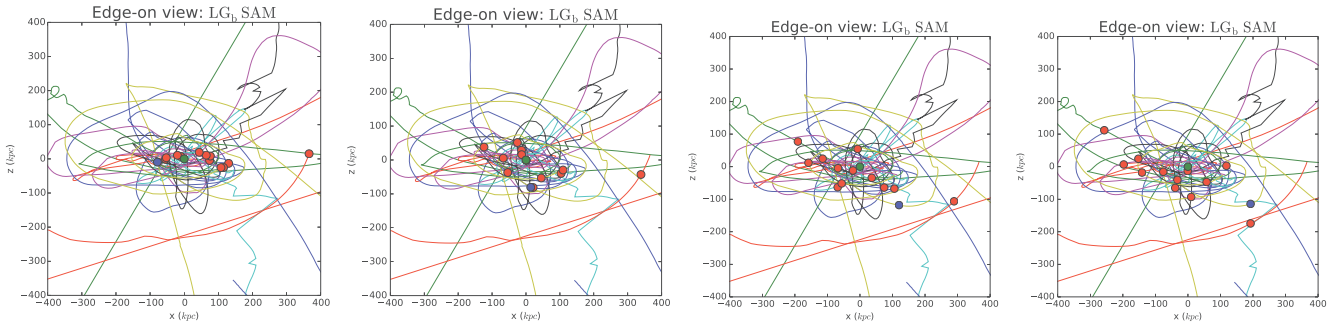


Figure 10. The plane around LG_b, detected in the model SAM, with 25 satellites in a PAndAS area. This model correspond to the line 10 of the Table 2. From the left to the right the panel correspond to $t = 0$ ($z = 0$), $t = -0.5\text{Gyr}$, $t = -1\text{Gyr}$ and $t = -1.5\text{Gyr}$. The dot are the satellites, and the lines are the trajectories. The view is fix on the edge-on position of the plane at $t = 0$, the thickness of each of those plane from left to right is 13.9kpc, 45.4kpc, 62.6kpc and 75.5kpc.

and Table 2 column (9)). The plane detected in the SAM have on average over all the edge-on lines of sight $L_{\text{LoS}} = 1.07(10^4 \text{ km.s}^{-1} \text{ kpc})$ with a maximum at 1.57 which is comparable to the observed value of 1.3.

- In the two cases, the planes are highly not symmetric, as the observed one. In their face-on view, it is possible to separate the planes into two halves, with one barely empty side. For the observation, a vertical cut at $x = 0$ separate 3/12 satellites. For P_1 and P_2 , the cut with the first diagonal $x = y$ separate 3/9 and 2/11 satellites. However, in the simulation, the majority of the satellites are not on the same side as the other host, unlike the observations, where 13 of the 15 satellites are on the side of the Milky Way. Also, the planes are not particularly aligned with the MW in the simulations.

- In the case of the plane of the SAM model, a group of satellites is visible (see Figure 9 left panel). The interpretation as "group of satellites" can be discussed, but a large number of satellites (8/13) are packed in a small region of

the plane (the bottom right quarter), with the same global motion. This feature was also visible in the planes of Paper I. This feature is also visible in the observations (Figure 7, left panel, bottom left quarter).

- The Figure 10 permits a time analysis of the best detection (iP_2). It present the plane on the edge-on view at different times (from the left to the right it is at $t = 0$ ($z = 0$), $t = -0.5\text{Gyr}$, $t = -1\text{Gyr}$ and $t = -1.5\text{Gyr}$). It is evident in the Figure 10, that the plane, as a thin structure of less than 20kpc of RMS, is a short-lived structure. The thickness of the plane increases quickly with the look-back time. It is 13.9kpc of thickness at $t = 0$, 45.7kpc at $t = -0.5\text{Gyr}$, 62.6kpc at $t = -1\text{Gyr}$ and 75.5 at $t = -1.5\text{Gyr}$. The thickness of this plane has tripled in 0.5Gyr (in lookback time). However, a global think flattening feature is visible in the trajectories, which is mostly due to the group of satellites with coherent motions.

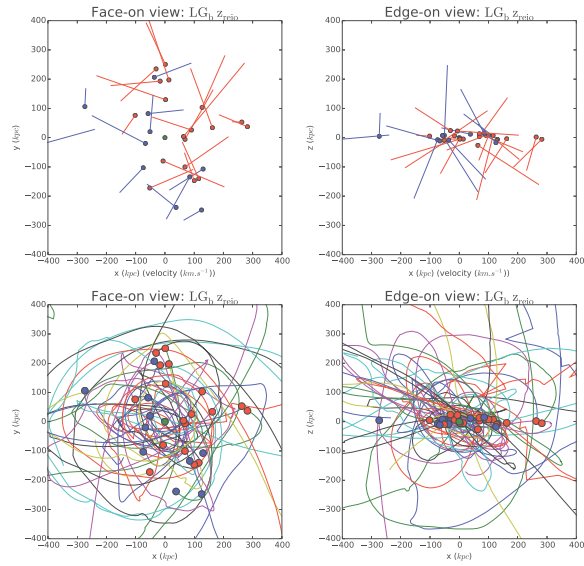


Figure 11. The plane around LG_b , detected in the model z_{reio} , with 100 satellites in a spherical volume. On the top row, the face and edge on view of the plane, the color code the rotation sense. On the bottom row, the same face and edge-on view, with the trajectories of the satellites.

4.3 Exploration in spherical volume

The PAndAS’s field of view is a strong constraint on the simulation, especially the line of sight. If planes of satellites exist, they should be detected in a spherical volume around the host. More recently other satellite galaxies have been discovered around M31, around the PAndAS’s area (Martin et al. 2014). Therefore, the number of satellites is still not fixed. That is why we now take the freedom to vary it as a parameter. We will test samples of 30, 50, 100 and 150 satellites. We apply the same method as presented before on those samples.

In all the tested models and number of satellites, several significant structures are found. However, it is not relevant to discuss how often a planar structure can be found around a host galaxy as long as this simulation provide only two hosts. Moreover, as discussed previously, the models can have common satellites. Therefore, some significant structures between models are the same. Idem when the number of satellites increase, some planes stay significant. We choose to present in detail one structure which has interesting properties we want to put the focus on. The Figure 11 shows the edge-on and face-on view of the significant structures at $z = 0$ on the top row, and with the trajectories of the satellites on the bottom row. This plane is from the z_{reio} model, with 100 satellites samples. It contain 29 satellites with 18 co-rotating concentrated in 11kpc of thickness (see Table 3 line 1).

- This detection is the same structure as one presented before in the comparison to the observations, around LG_b with the z_{reio} model (c.f. Section 4, Figure 8 and Table 2 line 1).

- This detection does not have a substantial significance, 0.14%, but it is under our threshold of 1%. This structure is not highly significant (under 0.01%) because of the kinematics. Indeed, this structure is particularly flat with 29

satellites in 11kpc of thickness, but only 18 over 29 satellites share the same direction of rotation. The significance of this detection is mainly sustained by the thickness and not the kinetics.

- The trajectories of the satellites are presented on the bottom panels of Figure 11. Even if it possible to distinguish by eyes the face-on and edge-on view in the trajectories (the last appear flattered), this plane is a temporary structure.

5 DISCUSSION

- As in Paper I, we build several models of satellites populations, based on the halos masses, stellar masses, timings of accretion or timings of the reionization. The two hosts of this study are more massive than in Paper I, resulting in richer populations of halos satellites. Moreover, there are more massive satellites. As the mass of the central host affects all satellites populations, it affects the models. Most of the models are based on the halos satellites masses. With the higher number of heavy halos, those models have a large number of satellites in common (from $\sim 75\%$ to $\sim 100\%$ in some cases). In the case of the LG_a host, all the models have independent satellites, while four over eight models are identical around LG_b .

- All the tested satellites population models have radial distributions in good agreement with the observations. It is an effect of the heavier hosts, compared to Paper I, where the radial distributions were too concentrated.

- The two most significant structures have been detected in the reionization model and in the SAM that builds an SFR taking into account the mass evolution, accretion timing, and reionization. As in Paper I, it confirms that the reionization has to be properly addressed to reproduce the properties of the satellites galaxies. Moreover, the SAM model fits well the luminosity function, in addition to the correct radial distribution, and the detection of the high significant plane.

- The two detected planes are highly not symmetric, and as in the observations, a group of satellites is visible the SAM’s plane. As in Paper I, this group is the origin of the coherent motion of the plane.

- This study is the second analysis of planes in CLUES simulations, which consist of two pairs of high-resolution hydrodynamics (plus post-process reionization) simulations. Moreover, in both cases, significant planes, with comparable properties to the observations have been made. The sample is only composed of 4 hosts, but it appears that the satellites population properties are in better agreement when the hosts are massive, i.e. in the most massive part of the mass estimations.

6 CONCLUSIONS

- We have presented and compared two methods to detect and characterize Andromeda like planes of satellites in simulations. Both are extensions of the method used in Iбата et al. (2013) and Paper I. Those extended methods permit to identify structure without fixing a priori parameter like the number of satellites in the structure or the thickness of the plane. The comparison concludes that the two methods

| (1) | (2) | (3) | (4) | (5) | (6) | (7) | (8) | (9) |
|-----------------|-------------------------|----------------------------|-------------------------------|----------------------|------------------------|---------------------|---------------------------|--|
| Galaxy | Selection of satellites | Number satellites in plane | Number satellites co-rotating | rms probability (%) | σ_{\perp} (kpc) | $\sigma_{//}$ (kpc) | angle Plane/line of sight | $L_{\text{LoS}}^{\text{max}}_{\text{min}}$ ($\times 10^4 \text{ km.s}^{-1} \text{ kpc}$) |
| LG _b | z_{reio} | 29 | 18 | 0.14 | 11.22 | 213.02 | 24.7 | $1.19^{1.47}_{0.96}$ |
| Andromeda | Observations | 15 | 13 | $5.32 \cdot 10^{-4}$ | 12.95 | 191.43 150.65 | 1.2 | 1.3 $0.72^{1.29}_{0.19}$ |

Table 3. One of the detections in the spherical volume of selection with $N_{\text{sat}} = 100$ around LG_b in the z_{reio} model. The columns (1) and (2) present the host galaxy and the model of satellites. The columns (3) and (4) show the number of satellites in the planes and the number of satellites sharing the same sense of rotation. The total probability is presented in the columns (5) (in percent, while the figures show the probability). The column (6) to (9) present geometrical properties of the plane, as the perpendicular and radial extension, the angle with the line of sight and the median of the specific angular momentum L_{LoS} , directly comparable with the observations. The last line is the observations. There are two values for the radial dispersion, one with the 15 satellites, the other we remove the further satellites, AndXXVII, which is at more than 450kpc.

are equivalent in term of detections and estimations of the significance of the structures.

- Several models of satellites population have been tested to search for planar structures. Two significant planes have been detected in the CLUES simulation, both around the same host, LG_b, in the z_{reio} and the Semi-Analytical Model (SAM). They contain 12 satellites with eight co-rotating and 13 satellites with 12 co-rotating, for thickness of 9.3kpc and 13.9kpc. Despite that they contain fewer satellites than the observations, their thickness makes them both significant, with a probability to appear in a random population of 0.32% for the first and $8.82 \cdot 10^{-3}\%$ for the second, compared to $5.32 \cdot 10^{-4}\%$ for the observations. Once again those structures are less significant than the observations yet, it has to be kept in mind that the direction of rotation of the observed satellites still have uncertainties that can quickly make the observed significance increase by a factor ten.

- In Paper I, the significant detection was supported by groups of satellites that induce the plane, with additional random satellites. In this study, one of the two most significant detections also presents a non-symmetric aspect due to a group. The transient aspect of the planes is also confirmed, most of the satellites will fly out of the planes in less than half a billion years.

7 ACKNOWLEDGMENTS

This study was performed in the context of several French ANR (Agence Nationale de la Recherche) projects. NG and DA acknowledge funding from the French ANR for project ANR-12-JS05-0001 (EMMA). PO acknowledges support from the French ANR funded project ORAGE (ANR-14-CE33-0016).

REFERENCES

Aubert D., Teyssier R., 2008, *MNRAS*, **387**, 295
 Aubert D., Teyssier R., 2010, *ApJ*, **724**, 244
 Aubert D., Pichon C., Colombi S., 2004, *MNRAS*, **352**, 376
 Bahl H., Baumgardt H., 2014, *MNRAS*, **438**, 2916
 Boylan-Kolchin M., Bullock J. S., Kaplinghat M., 2011, *MNRAS*, **415**, L40
 Buck T., Dutton A. A., Macciò A. V., 2015, preprint, ([arXiv:1510.06028](https://arxiv.org/abs/1510.06028))

Busha M. T., Alvarez M. A., Wechsler R. H., Abel T., Strigari L. E., 2010, *ApJ*, **710**, 408
 Cautun M., Bose S., Frenk C. S., Guo Q., Han J., Hellwing W. A., Sawala T., Wang W., 2015, *MNRAS*, **452**, 3838
 Conn A. R., et al., 2012, *ApJ*, **758**, 11
 Conroy C., Wechsler R. H., Kravtsov A. V., 2006, *ApJ*, **647**, 201
 Deason A. J., et al., 2011, *MNRAS*, **415**, 2607
 Gillet N., Ocvirk P., Aubert D., Knebe A., Libeskind N., Yepes G., Gottlöber S., Hoffman Y., 2015, *ApJ*, **800**, 34
 Gnedin N. Y., 2000, *ApJ*, **542**, 535
 Gottloeber S., Hoffman Y., Yepes G., 2010, preprint, ([arXiv:1005.2687](https://arxiv.org/abs/1005.2687))
 Ibata R. A., et al., 2013, *Nature*, **493**, 62
 Ibata N. G., Ibata R. A., Famaey B., Lewis G. F., 2014a, *Nature*, **511**, 563
 Ibata R. A., Ibata N. G., Lewis G. F., Martin N. F., Conn A., Elahi P., Arias V., Fernando N., 2014b, *ApJ*, **784**, L6
 Kang X., Mao S., Gao L., Jing Y. P., 2005, *A&A*, **437**, 383
 Klypin A., Kravtsov A. V., Valenzuela O., Prada F., 1999, *ApJ*, **522**, 82
 Knollmann S. R., Knebe A., 2009, *ApJS*, **182**, 608
 Koch A., Grebel E. K., 2006, *AJ*, **131**, 1405
 Komatsu E., et al., 2009, *ApJS*, **180**, 330
 Kravtsov A. V., Gnedin O. Y., Klypin A. A., 2004, *ApJ*, **609**, 482
 Kroupa P., Theis C., Boily C. M., 2005, *A&A*, **431**, 517
 Kunkel W. E., Demers S., 1976, in Dickens R. J., Perry J. E., Smith F. G., King I. R., eds, Royal Greenwich Observatory Bulletins Vol. 182, The Galaxy and the Local Group. p. 241
 Libeskind N. I., Frenk C. S., Cole S., Helly J. C., Jenkins A., Navarro J. F., Power C., 2005, *MNRAS*, **363**, 146
 Libeskind N. I., Cole S., Frenk C. S., Okamoto T., Jenkins A., 2007, *MNRAS*, **374**, 16
 Libeskind N. I., Frenk C. S., Cole S., Jenkins A., Helly J. C., 2009, *MNRAS*, **399**, 550
 Lynden-Bell D., 1976, *MNRAS*, **174**, 695
 Martin N. F., Ibata R. A., McConnachie A. W., Mackey A. D., Ferguson A. M. N., Irwin M. J., Lewis G. F., Fardal M. A., 2013, *ApJ*, **776**, 80
 Martin N. F., et al., 2014, *ApJ*, **793**, L14
 McConnachie A. W., Irwin M. J., 2006, *MNRAS*, **365**, 902
 Moore B., Ghigna S., Governato F., Lake G., Quinn T., Stadel J., Tozzi P., 1999, *ApJ*, **524**, L19
 Ocvirk P., Aubert D., 2011, *MNRAS*, **417**, L93
 Ocvirk P., et al., 2014, *ApJ*, **794**, 20
 Pawlowski M. S., et al., 2014, *MNRAS*, **442**, 2362
 Pawlowski M. S., Famaey B., Merritt D., Kroupa P., 2015a, preprint, ([arXiv:1510.08060](https://arxiv.org/abs/1510.08060))
 Pawlowski M. S., McGaugh S. S., Jerjen H., 2015b, *MNRAS*, **453**, 1047

- Sawala T., et al., 2015, preprint, ([arXiv:1511.01098](#))
Shaya E. J., Tully R. B., 2013, *MNRAS*, 436, 2096
Springel V., 2005, *MNRAS*, 364, 1105
Springel V., Hernquist L., 2003, *MNRAS*, 339, 312
Tollerud E. J., Boylan-Kolchin M., Bullock J. S., 2014, *MNRAS*, 440, 3511
Walker M. G., Peñarrubia J., 2011, *ApJ*, 742, 20
Yepes G., Gottlöber S., Hoffman Y., 2014, *New Astron. Rev.*, 58, 1
Zentner A. R., Kravtsov A. V., Gnedin O. Y., Klypin A. A., 2005, *ApJ*, 629, 219

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

PARTIE III

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Conclusions

Je résume dans cette section les principaux résultats des études menées durant la thèse, je mets aussi en avant les résultats "quantitatifs" pouvant être comparés et utilisés dans d'autres travaux.

CoDa

La réalisation de la simulation CoDa a permis une étude du milieu inter-galactique pendant la Réionisation et l'impact de cette dernière sur la formation des galaxies. CoDa est une simulation cosmologique de la Réionisation prenant en compte le couplage entre l'hydrodynamique et le rayonnement, réalisée par le code RAMSES-CUDATON, avec une grille de 4096^3 éléments pour une taille de 64 cMpc.h^{-1} , ce qui donne une résolution spatiale de 2.32 kpc.h^{-1} à $z=6$. Le grand volume de la simulation, le grand nombre de halos et de particules stellaires formés permettent une analyse statistique de la formation de galaxies pendant la reionisation. La simulation CoDa est analysée dans [Ocvirk et al. \(2015\)](#) :

- Le taux de formation stellaire trop faible de la simulation induit une Réionisation tardive par rapport aux observations. Mais en se plaçant dans le référentiel de la Réionisation, i.e. en corrigeant le redshift, la simulation est en bon accord avec les différentes observations. Cela met en avant la difficulté de calibrer les grandes simulations de la Réionisation i.e. contenant un grand nombre d'éléments de résolution (dans le cas de la CoDa, 4096^3 cellules et particules).
- Les propriétés du gaz dans le milieu inter-galactique est aussi traité dans l'analyse de la simulation CoDa. Les filaments de gaz ont une structure gainée en température i.e., une couche tubulaire de gaz chaud entoure un cœur plus froid. C'est le résultat d'une formation choquée du filament par accrétion. Même si le cœur du filament est plus froid que sa gaine, son gaz est complètement ionisé, il n'est pas écranté du fond UV.
- L'analyse de l'impact de la Réionisation sur la formation de galaxies montre que les halos peuvent être séparés en trois classes de masses. Au-dessus de $\sim 10^{10} M_{\odot}$ les halos sont immunisés à la Réionisation, leur formation stellaire est continue, et en-dessous de $\sim 3 \times 10^9 M_{\odot}$, la formation stellaire est complètement stoppée à la fin de la Réionisation.
- Les halos entre les deux masses seuils subissent progressivement l'influence de la Réionisation, et la dispersion des SFR dans cette classe de masse est expliquée par une influence extérieure aux halos. La masse de transition entre les halos avec et sans étoiles change d'un facteur 2 entre les halos isolés et ceux évoluant dans un environnement dense. Ainsi on s'attend à ce que la distribution de masse de galaxies dans les amas et dans le champ ne soit pas la même à la fin de la Réionisation.

Je résume ici les grandeurs issues de l'analyse de la simulation CoDa pouvant être utilisées dans des modèles semi-analytiques de formation de galaxies.

- Sans la rétro-action de la Réionisation le taux de formation stellaire suit une loi $\text{SFR} \propto M^{5/3}$. La normalisation du SFR ($10^{-18.6}$ à $M=1$) est à relativiser en fonction du SFR global trop faible de la simulation CoDa.
- Les halos en dessous de $\sim 6 \times 10^9 M_{\odot}$ subissent une diminution progressive au cours de la Réionisation de leur SFR et en-dessous de $\sim 10^9 M_{\odot}$ le SFR est quasi-nul à la fin de la Réionisation.

- À la fin de la Réionisation, pour les halos entre $\sim 10^9$ et $\sim 6 \times 10^9 M_\odot$ le SFR $\propto M^{16/3}$ en moyenne (avec une normalisation de $10^{-54.4}$ à $M=1$).
- À la fin de la Réionisation, la fraction de halo avec étoiles est à 50% pour une masse de halos de $\sim 6 \times 10^8 M_\odot$ pour ceux isolés, et $\sim 2 \times 10^9 M_\odot$ pour ceux dans des environnements denses.

Étude de résolution et exploration des paramètres

J'ai regardé les effets de la résolution sur les conclusions de la simulation CoDa. En effet, CoDa n'est qu'une réalisation d'un ensemble de paramètres physiques et numériques : nous nous sommes posé la question de savoir si les mesures faites et les phénomènes observés sont dépendants de la résolution. Pour cela, j'ai réalisé un ensemble de simulations, dans des petits volumes, à des résolutions égales, inférieures et supérieures à celle de CoDa. J'ai particulièrement regardé l'effet de coupure du SFR par la Réionisation en fonction de la masse du halo. Dans cette mesure, la résolution en masse de la matière noire intervient sur les halos, et la résolution spatiale intervient principalement sur les propriétés du gaz. Avec les simulations réalisées on constate que **le comportement de coupure du SFR par la Réionisation semble convergé dans la simulation CoDa**. En effet, la simulation de résolution égale à la CoDa et celle de résolution supérieure ont le même SFR en fonction de la masse des halos à la fin de la Réionisation.

J'ai profité de cette étude pour caractériser l'impact de certains paramètres du code, principalement des paramètres liés à la formation stellaire et au rayonnement. Ainsi j'ai pu constater le comportement particulier et inattendu des simulations en fonction de la résolution de masse stellaire. Pour un même SFR (une même quantité moyenne de masse stellaire en fonction du temps) des masses de particules stellaires différentes vont produire des histoires de Réionisation différentes. Plus la masse stellaire est faible, plus la Réionisation est tardive. Il semble que la fraction de photons qui sortent des régions denses dépende de la masse de la particule. L'effet de la résolution stellaire est encore en étude pour bien comprendre ses causes. Dans cette analyse j'ai aussi isolé les comportements de la densité et la température seuils de formation stellaire, l'efficacité de formation stellaire et la fraction d'échappement. L'analyse de ces paramètres ne donne pas l'ensemble miracle de paramètres permettant la simulation parfaite, mais elles permettent de voir l'influence de chacun, et sera **utile pour la calibration de la prochaine simulation CoDa utilisant RAMSES-CUDATON**.

La Réionisation du Groupe Local

Nous avons étudié la Réionisation du Groupe Local, et spécialement, "l'empreinte" qu'elle laisse dans les galaxies satellites de la Voie Lactée et de M31, présenté dans [Ocvirk et al. \(2014\)](#). Pour cette étude nous avons utilisé une simulation de projet CLUES, qui simule un analogue du Groupe Local dans un environnement cosmologique contraint. Nous avons utilisé CUDATON pour simuler le transfert des photons ionisants pendant la Réionisation dans les simulations CLUES. Comme CUDATON exploite efficacement les cartes graphiques, il permet la réalisation relativement rapidement de simulations post-traitées en transfert radiatif. Ainsi nous avons pu explorer les modèles et paramètres de transfert et de sources. J'ai ajouté à CUDATON une rétro-action simple du rayonnement sur les sources par l'intermédiaire de la fraction d'ionisation du gaz : si le gaz est ionisé, la source cesse sa formation stellaire et n'émet donc plus de photons ionisants. Cette rétro-action a été utilisée dans cette étude de la Réionisation du Groupe Local.

L'étude porte principalement sur le redshift de Réionisation des satellites, en utilisant la carte de Réionisation et leur position autour de l'hôte à $z=0$:

- Dans tous les cas d'émissivité (faible ou forte) on trouve un gradient entre la distance de la galaxie satellite à l'hôte à $z=0$ et son redshift de Réionisation. Plus le satellite est loin de la galaxie centrale, plus il est réionisé tardivement. Ce gradient est dû à la géométrie de la Réionisation imposée par l'hôte, i.e. la galaxie centrale va provoquer une Réionisation de l'intérieur vers l'extérieur.
- La valeur du gradient dépend de l'émissivité de source. Plus les sources sont fortes plus la Réionisation est rapide et la pente devient quasiment nulle. À l'inverse, dans le scénario avec la plus

faible émissivité, la différence entre la Réionisation du satellite le plus interne et le plus externe est de 180 millions d'années. Ce décalage de Réionisation peut induire des différences dans les propriétés de ces galaxies (impact sur le contenu stellaire par exemple).

- Dans le cas des émissivités les plus fortes, il arrive que la Réionisation des hôtes ne soit pas que interne. Par exemple, M31 réionise une partie du progéniteur de la Voix Lactée, ou Virgo réionise une partie du progéniteur du Groupe Local. Dans ce cas, le gradient de redshift de Réionisation devient presque plat.

Cette analyse de la Réionisation des galaxies satellites peut être utile dans des modèles semi-analytiques de formation de galaxies et de population de galaxies satellites. Elle permet de prendre en compte les effets de la Réionisation autour des galaxies hôtes de manière réaliste en fonction de la position de satellites à $z=0$. Le gradient de redshift de Réionisation par rapport à la distance à l'hôte est : $dz_r/d \log R = -1 \text{ dex}^{-1}$.

Les plans de satellites

J'ai recherché dans deux simulations CLUES des plans de galaxies satellites équivalent à celui observé autour d'Andromède, présenté dans [Gillet et al. \(2015\)](#) et [Gillet et al. \(2016\)](#). Pour cela j'ai défini et utilisé huit modèles de population de satellites, plus ou moins élaborés, dont certains utilisant des propriétés de la Réionisation (la distribution du redshift de Réionisation autour des hôtes). Certains de ces modèles sont capables de reproduire la distribution radiale des satellites : en particulier ceux utilisant la Réionisation sont moins concentrés autour de l'hôte. Le modèle le plus élaboré, combinant l'évolution de masse du halo, le redshift de Réionisation et celui d'accrétion sur l'hôte, est capable de reproduire la fonction de luminosité des satellites de M31 (pour une des deux galaxies testées).

J'ai ensuite introduit et discuté en détail certaines méthodes de détection et de quantification des plans de satellites, en insistant particulièrement sur le fait qu'une comparaison de deux plans en utilisant uniquement le nombre de satellites ou l'épaisseur n'était pas pertinente. Une comparaison rigoureuse doit prendre en compte la distribution radiale de la population de satellites. Pour cela, il faut calculer la probabilité qu'un plan apparaisse dans une population aléatoire de satellites en fonction de cette distribution radiale. L'utilisation de cette probabilité permet des comparaisons rigoureuses entre des populations de satellites différentes.

- Des plans de satellites significatifs existent dans les deux simulations CLUES utilisées. Même si aucune détection n'a atteint le même caractère exceptionnel que celle des observations, leurs probabilités sont à moins d'un ordre de grandeur, ce qui est dans les incertitudes induites par le nombre de satellites en co-rotation.
- Ces plans sont géométriquement et cinématiquement équivalents au plan de M31, et présentent le même aspect structurel.
- Ces plans ne sont pas des structures entières, mais composés d'une moitié cohérente et d'une moitié aléatoire de satellites. La moitié cohérente étant un groupe de satellites qui provoque une tendance de co-rotation générale.
- Les plans détectés dans les simulations ne sont pas des structures stables i.e qui existent depuis plusieurs milliards d'années. En effet, en remontant le temps, l'épaisseur des plans augmente d'un facteur 5 en moins de deux milliards d'années.
- Une prise en compte réaliste de la propagation du rayonnement UV pendant la Réionisation semble produire des populations de satellites en bon accord avec les observations. La Réionisation affecte la capacité d'un halo à former une galaxie lumineuse et la distribution radiale de ces galaxies, ce qui va finalement avoir une influence sur la capacité à trouver une structure planaire significative.
- Il semble que les plans les plus significatifs soient détectés autour des galaxies les plus massives : dans notre échantillon de quatre galaxies, se sont les deux analogues à M31 qui possèdent les plans les plus significatifs. Cette conclusion n'est qu'une tendance qui doit être confirmée par une étude sur un plus grand nombre de galaxies hôtes.

Perspectives

Observations des galaxies les plus lumineuses, dans l'Univers local et lointain On s'attend à ce que la coupure de SFR due à la Réionisation puisse créer deux types de galaxies, les galaxies "fossiles", ne contenant que des étoiles de l'époque de Réionisation, et les galaxies "jeunes", ne contenant que des étoiles formées après la réionisation. Ces galaxies devraient être peu lumineuses car leur formation stellaire à soit été stoppée soit retardée. Les observations futures, de plus en plus profondes, de l'Univers local (par exemple Pan-STARR, *Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System* ou LSST *Large Synoptic Survey Telescope*) vont permettre de détecter les galaxies à très faible brillance de surface dans l'entourage de la Voie Lactée, ces galaxies pouvant être à la fois des "fossiles" ou "jeunes". À hauts redshifts (par exemple JWST *James Webb Space Telescope*) l'observation des galaxies les moins lumineuses permettra d'étendre la fonction de luminosité UV, et sonder les galaxies fossiles pendant leur formation.

En même temps, la réalisation de simulations de type CoDa allant jusqu'à $z = 0$ permettra l'analyse du modèle de formation de galaxies dans son ensemble, et permettra de prédire le nombre attendu de galaxies fossiles et jeunes, tout comme l'utilisation de modèles semi-analytiques calibrés à partir de simulations de type CoDa i.e. décrivant de façon réaliste la propagation du rayonnement pendant la Réionisation.

Perfectionnement de modèles semi-analytiques de formation de galaxies La réalisation de simulations qui prennent en compte de manière cohérente l'évolution du gaz et la propagation du rayonnement ionisant permettent une analyse détaillée du processus de Réionisation. Mais leur calibration est compliquée à cause du grand nombre de paramètres numériques et physiques et du couplage entre ces paramètres (souvent non évident). De plus ces simulations demandent un temps de calcul conséquent. Des modèles semi-analytiques sont développés en parallèles de ces simulations (e.g. [Mesinger et al. 2016](#)). Ces modèles semi-analytiques pourraient être calibrés et perfectionnés en utilisant les résultats des simulations de type CoDa. Par exemple, le modèle de sources et de rétro-action ajouté à ATON dans cette thèse pourrait être re-calibré par rapport à la simulation CoDa et aux simulations de l'étude de résolution.

CoDa II Le projet CoDa continue, avec la réalisation prochaine d'une seconde simulation, analogue à la première. Cette seconde simulation, aussi réalisée avec RAMSES-CUDATON, aura une meilleure calibration des paramètres, et son analyse profitera de l'expérience accumulée lors de l'exploitation de la simulation CoDa.

Dans la suite du projet, d'autres codes pourraient être utilisés pour pousser encore plus loin le nombre d'éléments de résolution et ajouter d'autres modèles physiques. Le code de simulation cosmologique de la Réionisation EMMA ([Aubert et al., 2015](#)) permet la réalisation de simulation avec AMR. Ainsi, le milieu inter-stellaire pourrait être mieux résolu. De plus, la version GPU du code permet une accélération de l'hydrodynamique en plus du transfert radiatif.

L'ajout de physique supplémentaire dans la modélisation est aussi un sujet important qui doit être abordé, dans le projet CoDa et en général. Par exemple :

- La prise en compte des AGN lors de la Réionisation.
- Faire du multi-groupe i.e. diviser les photons ionisants en plusieurs groupes de fréquences, et en particulier, prendre en compte séparément les photons-X, responsables du chauffage à grande distance.
- Ajouter de la physique dans le gaz avec la prise en compte de l'hélium, de l'hydrogène moléculaire ou encore de la métallicité qui ont un impact sur la fonction de refroidissement. La pression radiative du rayonnement sur le gaz pourrait aussi être incluse.

Local Group factory Une des limitations principales du projet CLUES était le peu de réalisations d'analogues du Groupe Local. Cette limitation est maintenant levée grâce à [Carlesi et al. \(2016\)](#) qui ont

mis en place une "usine à Groupe Local" permettant la réalisation d'un grand nombre de simulations de type CLUES. La possibilité d'avoir accès à un plus grand nombre de groupes locaux contraints va permettre une analyse statistique des observations.

L'augmentation du nombre de réalisations de simulation CLUES est particulièrement intéressante pour l'étude de la Réionisation du Groupe Local et la recherche de plans de galaxies satellites. La recherche d'analogues aux plans observés de la Voie Lactée et de M31 dans un grand nombre de GL permettrait de déterminer si leur présence est systématique ou non. De plus, leurs existences et leurs propriétés pourraient être reliées aux paramètres des groupes locaux et des deux galaxies hôtes, comme par exemple leur masse, leur vitesse et leur distance.

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

- Aubert D., Teyssier R., 2008, [MNRAS](#), 387, 295
- Aubert D., Teyssier R., 2010, [ApJ](#), 724, 244
- Aubert D., Pichon C., Colombi S., 2004, [MNRAS](#), 352, 376
- Aubert D., Deparis N., Ocvirk P., 2015, [MNRAS](#), 454, 1012
- Baek S., Di Matteo P., Semelin B., Combes F., Revaz Y., 2009, [A&A](#), 495, 389
- Baek S., Semelin B., Di Matteo P., Revaz Y., Combes F., 2010, [A&A](#), 523, A4
- Banik I., Zhao H., 2016, [MNRAS](#), 459, 2237
- Barkana R., 2016, preprint, ([arXiv:1605.04357](#))
- Barkana R., Loeb A., 2000, [ApJ](#), 539, 20
- Barkana R., Loeb A., 2001, [Phys. Rep.](#), 349, 125
- Becker G. D., Bolton J. S., 2013, [MNRAS](#), 436, 1023
- Becker G. D., Bolton J. S., Madau P., Pettini M., Ryan-Weber E. V., Venemans B. P., 2015, [MNRAS](#), 447, 3402
- Bouwens R. J., et al., 2015a, [ApJ](#), 803, 34
- Bouwens R. J., Illingworth G. D., Oesch P. A., Caruana J., Holwerda B., Smit R., Wilkins S., 2015b, [ApJ](#), 811, 140
- Boylan-Kolchin M., Bullock J. S., Kaplinghat M., 2011, [MNRAS](#), 415, L40
- Boylan-Kolchin M., Bullock J. S., Kaplinghat M., 2012, [MNRAS](#), 422, 1203
- Bradley L. D., et al., 2012, [ApJ](#), 760, 108
- Bromm V., Larson R. B., 2004, [ARA&A](#), 42, 79
- Bromm V., Coppi P. S., Larson R. B., 2002, [ApJ](#), 564, 23
- Brown T. M., et al., 2014, [ApJ](#), 796, 91
- Busca N. G., et al., 2013, [A&A](#), 552, A96
- Busha M. T., Alvarez M. A., Wechsler R. H., Abel T., Strigari L. E., 2010, [ApJ](#), 710, 408
- Carlesi E., et al., 2016, [MNRAS](#), 458, 900
- Chardin J., Haehnelt M. G., Aubert D., Puchwein E., 2015, [MNRAS](#), 453, 2943

-
- Chardin J., Puchwein E., Haehnelt M. G., 2016, preprint, ([arXiv:1606.08231](https://arxiv.org/abs/1606.08231))
- Clarke C. J., Bromm V., 2003, *MNRAS*, **343**, 1224
- Conroy C., Gunn J. E., 2010, FSPS : Flexible Stellar Population Synthesis, Astrophysics Source Code Library (ascl :1010.043)
- Courtois H. M., Pomarède D., Tully R. B., Hoffman Y., Courtois D., 2013, *AJ*, **146**, 69
- Diaz J. D., Koposov S. E., Irwin M., Belokurov V., Evans N. W., 2014, *MNRAS*, **443**, 1688
- Dunkley J., et al., 2009, *ApJS*, **180**, 306
- Eisenstein D. J., et al., 2005, *ApJ*, **633**, 560
- Famaey B., McGaugh S., 2013, preprint, ([arXiv:1310.4009](https://arxiv.org/abs/1310.4009))
- Fan X., Carilli C. L., Keating B., 2006a, *ARA&A*, **44**, 415
- Fan X., et al., 2006b, *AJ*, **132**, 117
- Gillet N., Ocvirk P., Aubert D., Knebe A., Libeskind N., Yepes G., Gottlöber S., Hoffman Y., 2015, *ApJ*, **800**, 34
- Gillet N., Ocvirk P., Aubert D., Knebe A., Libeskind N., Yepes G., Gottlöber S., Hoffman Y., 2016, In Prep
- Gnedin N. Y., 2000, *ApJ*, **542**, 535
- Gnedin N. Y., 2016, *ApJ*, **821**, 50
- Gnedin N. Y., Hui L., 1998, *MNRAS*, **296**, 44
- Gnedin N. Y., Becker G. D., Fan X., 2016, preprint, ([arXiv:1605.03183](https://arxiv.org/abs/1605.03183))
- González M., Audit E., 2005, Numerical Treatment of Radiative Transfer. p. 357, [doi:10.1007/1-4020-4162-4_53](https://doi.org/10.1007/1-4020-4162-4_53)
- González R. E., Kravtsov A. V., Gnedin N. Y., 2014, *ApJ*, **793**, 91
- Gottloeber S., Hoffman Y., Yepes G., 2010, preprint, ([arXiv:1005.2687](https://arxiv.org/abs/1005.2687))
- Grogin N. A., et al., 2011, *ApJS*, **197**, 35
- Gunn J. E., Peterson B. A., 1965, *ApJ*, **142**, 1633
- Haardt F., Madau P., 2012, *ApJ*, **746**, 125
- Haiman Z., Rees M. J., Loeb A., 1997, *ApJ*, **476**, 458
- Heger A., Fryer C. L., Woosley S. E., Langer N., Hartmann D. H., 2003, *ApJ*, **591**, 288
- Ibata R. A., et al., 2013, *Nature*, **493**, 62
- Ibata N. G., Ibata R. A., Famaey B., Lewis G. F., 2014a, *Nature*, **511**, 563
- Ibata R. A., Ibata N. G., Lewis G. F., Martin N. F., Conn A., Elahi P., Arias V., Fernando N., 2014b, *ApJ*, **784**, L6
- Iliev I. T., Mellema G., Shapiro P. R., Pen U.-L., Mao Y., Koda J., Ahn K., 2012, *MNRAS*, **423**, 2222
- Iliev I. T., Mellema G., Ahn K., Shapiro P. R., Mao Y., Pen U.-L., 2014, *MNRAS*, **439**, 725

Jeon M., Pawlik A. H., Bromm V., Milosavljević M., 2014, *MNRAS*, 440, 3778

Kahn F. D., Woltjer L., 1959, *ApJ*, 130, 705

Karachentsev I. D., Tully R. B., Wu P.-F., Shaya E. J., Dolphin A. E., 2014, *ApJ*, 782, 4

Kennedy R., Frenk C., Cole S., Benson A., 2014, *MNRAS*, 442, 2487

Kennicutt Jr. R. C., 1998, *ApJ*, 498, 541

Klypin A., Kravtsov A. V., Valenzuela O., Prada F., 1999, *ApJ*, 522, 82

Knebe A., et al., 2011, *MNRAS*, 415, 2293

Knollmann S. R., Knebe A., 2009, *ApJS*, 182, 608

Komatsu E., et al., 2011, *ApJS*, 192, 18

Konno A., et al., 2014, *ApJ*, 797, 16

Levermore C. D., 1984, *J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer*, 31, 149

Li Y.-S., White S. D. M., 2008, *MNRAS*, 384, 1459

Libeskind N. I., Hoffman Y., Tully R. B., Courtois H. M., Pomarède D., Gottlöber S., Steinmetz M., 2015, *MNRAS*, 452, 1052

Loeb A., Furlanetto S. R., 2013, *The First Galaxies in the Universe*

Lynden-Bell D., 1976, *MNRAS*, 174, 695

Macciò A. V., Paduroiu S., Anderhalden D., Schneider A., Moore B., 2012a, *MNRAS*, 424, 1105

Macciò A. V., Stinson G., Brook C. B., Wadsley J., Couchman H. M. P., Shen S., Gibson B. K., Quinn T., 2012b, *ApJ*, 744, L9

Madau P., Dickinson M., 2014, *ARA&A*, 52, 415

Marks M., Kroupa P., Dabringhausen J., Pawlowski M. S., 2012, *MNRAS*, 422, 2246

McConnachie A. W., et al., 2009, *Nature*, 461, 66

McGreer I. D., Mesinger A., D’Odorico V., 2015, *MNRAS*, 447, 499

McLeod M., Libeskind N., Lahav O., Hoffman Y., 2016, preprint, ([arXiv:1606.02694](https://arxiv.org/abs/1606.02694))

Mesinger A., Greig B., Sobacchi E., 2016, *MNRAS*, 459, 2342

Milosavljević M., Bromm V., Couch S. M., Oh S. P., 2009, *ApJ*, 698, 766

Miralda-Escudé J., 1998, *ApJ*, 501, 15

Miralda-Escudé J., Rees M. J., 1998, *ApJ*, 497, 21

Mo H., van den Bosch F. C., White S., 2010, *Galaxy Formation and Evolution*

Moore B., Ghigna S., Governato F., Lake G., Quinn T., Stadel J., Tozzi P., 1999, *ApJ*, 524, L19

Murray S. G., Power C., Robotham A. S. G., 2013, *Astronomy and Computing*, 3, 23

Naoz S., Noter S., Barkana R., 2006, *MNRAS*, 373, L98

Naoz S., Yoshida N., Barkana R., 2011, [MNRAS](#), **416**, 232

Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1997, [ApJ](#), **490**, 493

Ocvirk P., Aubert D., 2011, [MNRAS](#), **417**, L93

Ocvirk P., Aubert D., Chardin J., Knebe A., Libeskind N., Gottlöber S., Yepes G., Hoffman Y., 2013, [ApJ](#), **777**, 51

Ocvirk P., et al., 2014, [ApJ](#), **794**, 20

Ocvirk P., et al., 2015, preprint, ([arXiv:1511.00011](#))

Oman K. A., et al., 2015, [MNRAS](#), **452**, 3650

Omukai K., Nishi R., Uehara H., Susa H., 1998, [Progress of Theoretical Physics](#), **99**

Pawlowski M. S., 2016, [MNRAS](#), **456**, 448

Pawlowski M. S., McGaugh S. S., Jerjen H., 2015a, [MNRAS](#), **453**, 1047

Pawlowski M. S., Famaey B., Merritt D., Kroupa P., 2015b, [ApJ](#), **815**, 19

Peñarrubia J., Gómez F. A., Besla G., Erkal D., Ma Y.-Z., 2016, [MNRAS](#), **456**, L54

Percival W. J., et al., 2010, [MNRAS](#), **401**, 2148

Perlmutter S., et al., 1998, [Nature](#), **391**, 51

Perlmutter S., et al., 1999, [ApJ](#), **517**, 565

Planck Collaboration et al., 2015, preprint, ([arXiv:1502.01589](#))

Pontzen A., Governato F., 2012, [MNRAS](#), **421**, 3464

Poulin V., Serpico P. D., Lesgourgues J., 2015, [J. Cosmology Astropart. Phys.](#), **12**, 041

Press W. H., Schechter P., 1974, [ApJ](#), **187**, 425

Quinn T., Katz N., Efstathiou G., 1996, [MNRAS](#), **278**, L49

Rasera Y., Teyssier R., 2006, [A&A](#), **445**, 1

Robertson B. E., et al., 2013, [ApJ](#), **768**, 71

Robertson B. E., Ellis R. S., Furlanetto S. R., Dunlop J. S., 2015, [ApJ](#), **802**, L19

Roy F., Bouillot V. R., Rasera Y., 2014, [A&A](#), **564**, A13

Sawala T., et al., 2016, [MNRAS](#), **457**, 1931

Schroeder J., Mesinger A., Haiman Z., 2013, [MNRAS](#), **428**, 3058

Shaya E. J., Tully R. B., 2013, [MNRAS](#), **436**, 2096

Song M., et al., 2015, preprint, ([arXiv:1507.05636](#))

Sorce J. G., Gottlöber S., Hoffman Y., Yepes G., 2016, preprint, ([arXiv:1605.06756](#))

Springel V., 2005, [MNRAS](#), **364**, 1105

Springel V., Hernquist L., 2003, [MNRAS](#), **339**, 289

-
- Stranex T., Teyssier R., 2010, Cosmological radiative transfer at the epoch of reionization
- Sunyaev R. A., Chluba J., 2009, [Astronomische Nachrichten](#), **330**, 657
- Suzuki N., et al., 2012, [ApJ](#), **746**, 85
- Teyssier R., 2002, [A&A](#), **385**, 337
- Teyssier R., Pontzen A., Dubois Y., Read J. I., 2013, [MNRAS](#), **429**, 3068
- Trac H., Cen R., 2007, [ApJ](#), **671**, 1
- Trac H. Y., Gnedin N. Y., 2011, [Advanced Science Letters](#), **4**, 228
- Tully R. B., Courtois H., Hoffman Y., Pomarède D., 2014, [Nature](#), **513**, 71
- Tully R. B., Libeskind N. I., Karachentsev I. D., Karachentseva V. E., Rizzi L., Shaya E. J., 2015, [ApJ](#), **802**, L25
- Tully R. B., Courtois H. M., Sorce J. G., 2016, preprint, ([arXiv:1605.01765](#))
- Walker M. G., Peñarrubia J., 2011, [ApJ](#), **742**, 20
- Watson W. A., Iliev I. T., D'Aloisio A., Knebe A., Shapiro P. R., Yepes G., 2013, [MNRAS](#), **433**, 1230
- Weisz D. R., Dolphin A. E., Skillman E. D., Holtzman J., Gilbert K. M., Dalcanton J. J., Williams B. F., 2014, [ApJ](#), **789**, 148
- Wolf J., Martinez G. D., Bullock J. S., Kaplinghat M., Geha M., Muñoz R. R., Simon J. D., Avedo F. F., 2010, [MNRAS](#), **406**, 1220
- de Blok W. J. G., McGaugh S. S., 1997, [MNRAS](#), **290**, 533

Table des figures

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | Frise de l'évolution de l'Univers | 5 |
| 1.2 | Histoire d'ionisation et de température de l'Univers | 6 |
| 1.3 | Nombre d'ionisation AGN vs galaxies | 6 |
| 1.4 | Schéma illustrant simplement le principe de formation de galaxies | 8 |
| 1.5 | Le taux de refroidissement de l'hydrogène en fonction de la température | 8 |
| 1.6 | Évolution des masses des halos en fonction des masses seuils de refroidissement | 9 |
| 1.7 | Observation du taux d'ionisation en fonction du redshift | 10 |
| 1.8 | Rémanent d'une étoile massive seule en fonction de sa masse et de sa métallicité | 12 |
| 1.9 | Spectres de 19 quasars de SDSS entre $5.74 < z < 6.42$ | 13 |
| 1.10 | Observation de la fraction de neutre en fonction du redshift | 13 |
| 1.11 | Observations du SFR et de la fonction de luminosité à haut redshift | 15 |
| 1.12 | Évolution de la fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$ | 16 |
| 1.13 | Vues de l'environnement du Groupe Local | 17 |
| 1.14 | Champ de vitesse particulière autour du Groupe Local | 18 |
| 1.15 | Distribution cumulative du nombre de satellites en fonction de leur vitesse circulaire maximum | 19 |
| 1.16 | Comparaison de courbes de rotation de quatre galaxies | 20 |
| 1.17 | Illustration de la position des satellites de la Voie Lactée par rapport au plan galactique | 21 |
| 1.18 | Position des satellites vus depuis Andromède par rapport à son disque | 21 |
| 1.19 | SFH cumulées et normalisées de 13 galaxies naines "fossiles" | 23 |
| 1.20 | Distribution de gaz du Groupe Local à grande échelle | 24 |
| 1.21 | Schéma illustrant le couplage entre RAMSES et ATON | 30 |
| 1.22 | Comparaison CPU, GPU de ATON | 31 |
| 2.1 | Carte de densité de CoDa | 37 |
| 2.2 | Fraction de gaz neutre et SFR de CoDa | 38 |
| 2.3 | SMF et HMF de CoDa | 39 |
| 2.4 | Fonction de luminosité de CoDa | 40 |
| 2.5 | SFR en fonction de la masse des halos et du redshift de CoDa | 42 |
| 2.6 | SFR en fonction de la masse des halos avec les <i>fits</i> | 42 |
| 2.7 | Masse des halos en fonction de l'âge de la première et dernière étoile | 43 |
| 2.8 | Fraction de halos avec une galaxie en fonction de la masse du halo voisin | 45 |
| 3.1 | Fraction de neutre et SFR en fonction de la résolution | 74 |
| 3.2 | Fonction de masse des halos des simulations de l'étude de résolution | 75 |
| 3.3 | SFR moyen en fonction de masse des halos | 75 |
| 3.4 | Fraction de neutre et SFR en fonction de la masse stellaire minimum | 78 |
| 3.5 | Fraction de neutre et SFR en fonction de la sur-densité seuil de formation stellaire | 79 |
| 3.6 | Fraction de neutre et SFR en fonction de la température seuils de formation stellaire | 80 |
| 3.7 | Fraction de neutre et SFR global en fonction de l'efficacité de formation stellaire | 81 |

| | | |
|------|---|-----|
| 3.8 | Taux de formation stellaire moyen en fonction de la masse du halo en fonction de l'efficacité de formation stellaire | 81 |
| 3.9 | Fraction de neutre et SFR global en fonction de la fraction d'échappement. | 83 |
| 3.10 | Fraction de neutre en fonction de la température du corps noir | 84 |
| 4.1 | Reionisation des simulation CLUES | 92 |
| 5.1 | Distribution des satellites autour de M31 avec les limites du relevé PAndAS | 110 |
| 5.2 | Volume de sélection des satellites dans CLUES | 113 |
| 5.3 | Distribution radial des modèles de la simulation CLUES S_1 | 114 |
| 5.4 | Fonction de luminosité des satellites du modèle SAM sur la simulation CLUES S_2 | 115 |
| 6.1 | Schéma de la méthode de détection de plans de satellites | 118 |
| 6.2 | Distribution de probabilité du plan maximum | 119 |
| 6.3 | Schéma de la détermination de l'erreur géométrique de l'estimation du sens de rotation d'un satellites | 120 |
| 6.4 | L'estimation de la probabilité d'erreur sur le sens de rotation en fonction de la position du satellite autour de M31 | 120 |
| 6.5 | Probabilité d'une structure planaire en corotation en fonction du nombre de satellites pour Andromède | 122 |
| 7.1 | Plan de la simulation S_1 | 124 |
| 7.2 | Plan de la simulation S_2 | 124 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|--|-----|
| 1.1 | Estimation des paramètres cosmologiques par Planck | 4 |
| 3.1 | Table des simulations | 72 |
| 3.2 | Liste des paramètres utilisés dans la comparaison de simulations. | 73 |
| 3.3 | Récapitulatif des données des instantanés de l'étude de résolution | 76 |
| 3.4 | Valeur des paramètres des photons ionisant pour des corps noire de 50000 K et 100000 K | 83 |
| 4.1 | Masses des galaxies des simulations CLUES et des observations | 88 |
| 5.1 | Propriétés de plan de satellites d'Andromède | 109 |
| 5.2 | Masses des galaxies des simulations CLUES et des observations | 111 |
| 7.1 | Propriétés des plans des simulations | 123 |

Formation de galaxies pendant et après la réionisation

L'époque de la Réionisation est la transition d'un Univers rempli d'hydrogène neutre et relativement froid à un Univers rempli de gaz chaud et ionisé. Cette transition intervient à peine un milliard d'années après le Big Bang. Le processus de réionisation est dû à l'émission de photons ionisants par les premières étoiles et premières galaxies à se former. Le travail de cette thèse consiste en l'étude de la formation des galaxies pendant et après la Réionisation, et en particulier de l'impact de cette dernière sur la formation stellaire. En utilisant des modèles et des simulations numériques, il est possible d'étudier le processus de Réionisation de l'Univers en détail, avec comme contraintes les observations du milieu inter-galactique et des galaxies à haut redshift. Dans cette thèse, je me suis concentré dans un premier temps sur les effets de coupure de la formation stellaire pendant et après la Réionisation de manière globale. J'ai eu accès à des simulations d'un nouveau type, qui modélisent la propagation du rayonnement ionisant couplé avec la dynamique et avec l'évolution des propriétés de la matière dans un volume cosmologique. J'ai aussi étudié en détail l'impact de la Réionisation sur les plus petites galaxies, en particulier, le cas de leur distribution spatiale dans l'Univers local, dans le but de reproduire et comprendre certaines observations.

Mots clefs : réionisation - galaxies : formation - galaxies : grand redshift - simulations numériques - transfert radiatif - RAMSES-CUDATON

The Epoch of Reionization is the transition from a Universe full of cold and neutral hydrogen to a hot and ionized Universe: it occurs one billion years after the Big Bang. The Reionization is driven by the ionizing photons emitted by the first stars and galaxies. This thesis analyses the galaxy formation during and after the Reionization. Focusing on the feedback of the Reionization on the stellar formation. Using models and numerical simulations, we can study in details the Reionization process. Observations of galaxies and intergalactic medium at high redshift constrain those models, as well as observations of the local Universe, which is the only place where low luminosity galaxies can be observed. In this thesis, I focus on the radiative suppression of stellar formation caused by the Reionization. For this purpose, I used a new generation of simulations, able to take into account the radiative transfer as well as the hydrodynamics in a cosmological volume. I also studied in details the Reionization of the smallest galaxies, focusing on their spatial distribution in the local Universe to understand and reproduce the observations. I looked in particular at the distribution of satellites around M31-like galaxies and find that the observed vast plane of satellites can be reproduced in our models.

Keywords: reionization - galaxies: formation - galaxies: high redshift - numerical simulations - radiative transfer - RAMSES-CUDATON