

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

ÉCOLE DOCTORALE STUE
Observatoire Astronomique de Strasbourg

THÈSE présentée par :

Jonathan CHARDIN

soutenue le 19 Septembre 2013

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

Discipline/Spécialité : Astrophysique

**Analyse multi-échelle du processus de
réionisation dans les simulations cosmologiques**

THÈSE dirigée par :

Mr Hervé WOZNIAK

Université de Strasbourg

RAPPORTEURS :

Mr Saleem ZAROUBI

University of Groningen

Mr Benoît SEMELIN

Observatoire de Paris

Mr Christian BOILY

Université de Strasbourg

AUTRES MEMBRES DU JURY :

Mr Romain TEYSSIER

University of Zürich

Mr Dominique AUBERT

Université de Strasbourg

A mes parents : James le héros et Fowi

Jonathan CHARDIN

Analyse multi-échelle du processus de réionisation dans les simulations cosmologiques

Résumé

La période de réionisation s'échelonne entre des redshifts de $z \sim 20$ à $z \sim 6$ et constitue une étape clé dans l'histoire de l'Univers voyant son contenu en hydrogène neutre s'ioniser complètement. Cette transition a été accompagnée par plusieurs changements dans l'histoire thermique de l'Univers et l'évolution des structures cosmiques. Dans ce contexte, il est nécessaire de caractériser l'évolution des différentes régions HII en expansion autour des sources ionisantes et de quantifier comment les différents types de sources impliquées modèlent l'évolution de la géométrie du phénomène. Il est également important de comprendre comment se sont déroulées les histoires de réionisation individuelles associées à une ou quelques galaxies afin de quantifier leurs différences par rapport à l'histoire globale du phénomène. La caractérisation précise de l'instauration d'un fond de photons ionisants permettra de quantifier son effet sur la régulation de la formation stellaire au sein des galaxies naissantes en vue d'expliquer certaines des propriétés des galaxies observées aujourd'hui à $z=0$. En effet, la réionisation est la convergence de processus locaux qui aboutissent à une transition globale, qu'il faut donc analyser comme tel.

Grâce aux progrès croissants des méthodes numériques et au développement des supercalculateurs, il est maintenant possible de simuler le phénomène et son évolution avec une résolution spatiale de plus en plus fine. De manière générale, les études de simulations se focalisent sur l'évolution de propriétés globales comme l'évolution de la fraction ionisée moyenne, le taux de formation stellaire ou encore l'évolution de la profondeur optique Thompson pour contraindre l'impact des 'ingrédients' physiques mis en jeu dans les simulations. Ces travaux se heurtent à des difficultés dans la caractérisation de l'évolution de la géométrie locale du phénomène. En vue de pallier ces inconvénients, j'ai développé une méthode d'analyse des simulations qui a consisté en la construction d'un arbre de fusion des régions HII avec pour but de quantifier l'évolution des différentes histoires locales de réionisation. Une telle méthodologie s'est révélée être un bon estimateur pour quantifier l'impact des "ingrédients" mis en jeu dans les simulations sur l'évolution globale de la géométrie du phénomène et sur l'évolution locale des différentes histoires de réionisation.

Premièrement, j'ai appliqué cette technique dans deux échantillons de simulations cosmologiques de 200 et 50 Mpc/h, où trois types de modèles de sources ionisantes ont été étudiés. Deux modèles de sources considèrent les étoiles générées par le code RAMSES avec soit une émissivité constante durant toute la simulation, soit une émissivité décroissante en vue d'obtenir un nombre émis de photons qui est convergé à chaque instant. Un troisième modèle se base sur l'utilisation des halos de matière noire avec une émissivité des sources proportionnelle à la masse des halos. A partir de l'arbre de fusion, en étudiant l'évolution de la distribution en taille des régions HII et en la combinant à l'étude de l'intensité de leurs processus de percolation, j'ai montré que tous les modèles présentent l'apparition d'une région dominante en taille qui va concentrer le processus de fusion des régions à partir d'un certain redshift. Les modèles utilisant des halos comme sources ionisantes et ceux utilisant des étoiles avec une émissivité constante au cours du temps ont montré une histoire d'apparition de cette région et une histoire de fusion des régions comparables. Les modèles basés sur les halos permettent cependant de mieux suivre les stades initiaux de croissance des régions HII. Le dernier modèle utilisant des étoiles avec une émissivité décroissante au cours du temps a montré une histoire différente des deux autres avec l'apparition précoce de la région dominante et une histoire de fusion des régions plus précoce et plus intense.

A partir de l'arbre de fusion des régions HII, j'ai aussi obtenu un catalogue des histoires des différentes régions HII dans toutes les simulations. Cela a permis de caractériser les histoires individuelles de réionisation associées à une ou quelques galaxies en étudiant la durée de vie moyenne des régions HII associées ou leurs volumes typiques avant leurs premières fusions majeures. Dans l'étude, il a été défini qu'une région subit une fusion majeure lorsqu'elle fusionne avec une autre région avec un volume égal ou supérieur, après quoi il est considéré que la région a terminé son histoire de réionisation individuelle et qu'elle est incorporée dans le fond UV. Les résultats tendent à présenter que plus une région apparaît tard dans l'histoire cosmique, plus la durée de vie et le volume de cette région avant de devenir une partie du fond UV diminue. J'ai aussi connecté l'évolution typique des régions HII avec la masse de leurs halos progéniteurs. Il a été observé que plus la masse d'un halo progéniteur d'une région HII est massif au moment de la fusion majeure de la région, plus la durée de vie et le volume associés à la région sont élevés. J'ai ensuite utilisé une expression pour l'histoire d'accrétion en masse moyenne des halos afin d'obtenir la masse que chacun d'entre eux présenterait aujourd'hui à $z=0$. Cela a permis d'étudier l'histoire de réionisation passée de galaxies observées aujourd'hui. J'ai ainsi montré que des paires de galaxies de masses comparables à celle du Groupe Local auraient une histoire de réionisation passée qui se déroulerait de manière isolée sans influence d'un front UV extérieur.

De plus, cette nouvelle approche s'est révélée être une méthode générale pour étudier la réionisation qui peut être utilisée dans des simulations à plu-

sieurs échelles. J'ai ainsi appliqué cette méthodologie pour analyser des simulations contraintes du Groupe Local avec pour objectif de quantifier l'évolution de la réionisation de la Voie Lactée et celle de M31. L'objectif a été de suivre l'évolution du rayon des régions HII associées aux progéniteurs des deux galaxies. Il a été observé, dans quatre modèles différents utilisant des émissivités variables pour les sources ionisantes, que la région HII dominante associée aux progéniteurs de chacune des deux galaxies arrive à englober tout le volume de son progéniteur sans fusionner avec une région associée au progéniteur de l'autre galaxie. J'ai ainsi mis en évidence que la Voie Lactée et M31 auraient une histoire de réionisation de manière isolée sans influence d'une galaxie sur sa partenaire dans tous les modèles étudiés.

Enfin, ces études et la méthodologie associées peuvent être utilisées dans un futur proche pour étudier de manière systématique les futures générations de simulations. Cela pourrait également être d'une aide précieuse pour faire des comparaisons avec les observations du phénomène faites par les radio-interféromètres et télescopes spatiaux qui vont cartographier l'évolution du champ des régions HII et des sources ionisantes durant cette époque.

Abstract

The reionization period from $z \sim 20$ to $z \sim 6$ is a major step in the history of the Universe that sees its hydrogen content moving back from a neutral to an ionized state. This transition was accompanied by several changes in the thermal history of the Universe and the evolution of the cosmic structures. In this context, it is now necessary to characterize the evolution of the different HII regions in expansion around ionizing sources and quantify how the different types of sources involved model the evolution of the phenomenon's geometry. It is also important to characterize the local reionization histories associated to a or a couple of galaxies in order to quantify their differences with the global history of the process. The precise characterization of the onset of the ionizing photon background will allow us to study its effect on the auto-regulation of the star formation process inside galaxies in order to explain the galaxy morphology observed today at $z=0$. Indeed, the reionization period is the convergence of local processes that lead to a global transition that needs to be analyzed in that sense.

Thanks to the increasing progress in high performance computing and numerical methods, it is now possible to model in great details the phenomenon and its evolution. Classically, the simulation studies focus on global properties such as the mean ionization fraction, the cosmic Star Formation Rate (SFR) or the Thompson optical depth evolution to constrain the impact of the physical 'ingredients' put in the simulations. These kinds of analyzes have difficulty quantifying the evolution of the local geometry of the reionization process. In a complementary fashion, I implemented a method to analyze the simulations by apprehending the global reionization in terms of multiple histories of local reionization. I therefore focused on the field of individual HII regions as a new input of analysis instead of the global properties. The basic idea is to build *the merger tree* of the HII regions that appear in the simulations in order to apprehend the local dynamical evolution of the reionization. Such a methodology turned out to be a good estimator to quantify the impact of the 'ingredients' put in the simulations on the overlap during the reionization.

Firstly, I systematically applied the technique in two sets of 200 Mpc/h and 50 Mpc/h cosmological simulations, where each set involved three kinds of ionizing source models. Two models use the star particles generated by the RAMSES code with either a constant emissivity during the whole simulation or with a decreasing emissivity in order to obtain a converged number of emitted photons at each instant. A third model is based on the dark matter halos assumed as ionizing sources with an emissivity proportional to the halo masses. From the merger tree and by means of the size distribution evolutions for the HII regions combined with the study of the intensity of their merging processes, I have shown that all models present the apparition of a region dominant in size that will concentrate the fusion process from a given redshift.

Models using halos as ionizing sources and those using stars with a constant emissivity have shown similar HII region merger histories with the dominant region appearing at the same time. However, models based on halos better resolve the initial stages of HII region growth. A last model using star with a decreasing emissivity has shown a different history from the two other models with the dominant region appearing much earlier and with merger histories of HII regions occurring earlier and more intensely.

From the merger tree of ionized patches, I also obtained a catalog of the HII region histories in all the simulations. This enabled us to investigate the evolution of the properties of local reionization histories such as the mean lifetime of a region or its typical volume before its first major merger. It has been considered that an HII region undergoes a major merger when it merges with a region with a volume equal or above the current volume of the region. After that moment it is considered that the region has finished its own reionization history and that the region is then a part of the global UV background. The results show that the later a region appears in the reionization, the smaller the associated lifetime and volume of the region before it sees the global UV background. I also connected the HII region evolutions with the mass of their halo progenitors. It has been observed that the more massive the halo inside a region at the moment of its major merger, the greater the associated lifetime and volume of the region before it sees the global UV background. I then used an expression for the average mass accretion history of the dark matter halos in order to obtain the mass that the halos would have at $z=0$. This allowed us to study the past reionization history of galaxies observed today. I thus have shown that halos with masses comparable to that of the Local Group would have had an isolated reionization history. The related reionization history would have been driven only under the source content of the Local Group without any influence of external UV front such as that of Virgo for example.

Moreover this new approach appeared as a general method to study the ionization and can be used in several astrophysical problems at multiple scales. I thus applied this methodology in constrained Local Group simulations in order to quantify the reionization evolution of our own Milky Way (MW) and those of M31 during the reionization period. The aim was to follow the radius evolution of the HII regions associated to the progenitors of the two galaxies. Four models were considered where different emissivities for the sources have been studied. In every model, it was shown that the region dominant in size associated to the progenitors of each galaxy can encompass the whole volume of its progenitor without any merger with a region associated to the other galaxy. Thus, it was found that MW and M31 are reionized in isolation by their inner sources only, without one galaxy influencing the other.

Finally, these investigations and the related methodology can be used in a near future to study systematically forthcoming reionization simulations. Hopefully, it may be helpful to make comparisons to the observed overlap

phenomena with new generation of radio-interferometers and spatial telescope that will map the HII regions and the ionizing sources from this epoch.

Remerciements

Je voudrais tout particulièrement adresser mes remerciements à Dominique Aubert pour avoir réussi à supporter mes questions incessantes durant ces trois dernières années. Il s'est révélé être un directeur de thèse extrêmement formateur et passionnant. Il a su m'orienter dans diverses voies qui se sont révélées former un tout cohérent sans lequel ce manuscrit n'aurait jamais pu voir le jour.

Je tiens également à remercier Pierre Ocvirk qui a pu m'épauler dans certains moments de doutes en amenant de nombreuses réponses à mes interrogations. Je témoigne aussi toute ma gratitude à Florent Renaud, ancien doctorant de l'observatoire, qui m'a offert ma première expérience de collaboration inter-laboratoires et qui a su m'éclairer énormément de par ses conseils. Je remercie aussi les personnes avec qui j'ai été amené à travailler de près ou de loin lors de cette thèse. Ma reconnaissance va à Benoit Semelin, Jérémy Blaiseau, Romain Teyssier, Timoty Stranex, Sunghye Baek et Kenji Hasegawa.

Ma gratitude va également aux chercheurs de l'observatoire astronomique de Strasbourg avec qui j'ai pu partager de nombreuses discussions qui ont amélioré ma vision étendue de l'astrophysique contemporaine. Je remercie Ariane Lançon, Arnaud Siebert, Benoît Famaey, Caroline Bot, Hervé Wozniak, Rodrigo Ibata et Nicolas Martin. Je remercie aussi Morgan Fouesneau qui, de par ses visites impromptues à l'observatoire, a su me conseiller et m'a permis de passer de très bonnes soirées de détente. Je salue également Thomas Keller pour sa bonne humeur ainsi que Sandrine Langenbacher et Véronique Trimbour pour leur aide précieuse lors de l'organisation de visites pour des conférences.

Je tiens également à saluer l'équipe de doctorants avec qui j'ai pu partager de bons moments de détente qui ont été des étapes essentielles à la réussite de ces travaux. D'abord Frédéric Marin collègue de longue date avec qui j'ai fait tout mon second cycle universitaire, ensuite Carole Faure et Anais Gonneau qui ont su amener une touche de bonne humeur indéniable. Je tiens aussi à particulièrement remercier Jean-Baptiste Salomon, Benjamen Laevens et François

REMERCIEMENTS

Nehlig qui ont su égayer ma dernière année de thèse avec leurs humours et plaisanteries incessantes.

En dernier lieu, je tiens particulièrement à témoigner toute ma gratitude à ma famille et plus particulièrement à mes parents sans qui cette aventure n'aurait jamais été possible. Finalement j'adresse un grand merci à Julie Nimtz qui a su m'épauler durant ces deux dernières années et qui a su me remonter le moral dans les moments de doutes.

Table des matières

Remerciements	viii
Introduction	1
1 La période de réionisation de l'Univers	7
1.1 La Réionisation une étape clé de l'histoire de l'Univers	7
1.1.1 Un univers en expansion	7
1.1.2 ... où se forment des galaxies	12
1.1.3 ... qui forment des étoiles	17
1.1.4 ... qui réionisent leur environnement	20
1.1.4.1 Sources et cibles des photons ionisants	21
1.1.4.2 L'expansion des régions HII	23
1.1.5 ... ce qui influe sur la formation et l'évolution des galaxies	26
1.2 Observer la réionisation	30
1.2.1 Le spectre des quasars à haut redshift	30
1.2.2 La diffusion des photons du CMB	33
1.2.3 La raie à 21 cm de l'hydrogène neutre	36
2 Des simulations de la période de réionisation	41
2.1 Les modèles analytiques et les simulations	41
2.1.1 Modèles analytiques et semi-analytiques	42
2.1.2 Simulations	45

TABLE DES MATIÈRES

2.1.2.1	Les codes N-corps et hydrodynamiques	46
2.1.2.2	Les codes de transfert du rayonnement	47
2.1.2.3	La taille des simulations	50
2.1.2.4	Le code ATON pour le transfert du rayonnement	53
2.2	Méthodes d'analyse de l'évolution de la réionisation	58
2.2.1	Les cartes de fraction d'ionisation et de redshift de réionisation	58
2.2.2	L'évolution de la fraction ionisée moyenne	59
2.2.3	Spectres de puissance	62
2.2.4	La profondeur optique Thompson	65
2.2.5	Tailles des régions HII	66
2.2.6	Courbe Genus	68
2.2.7	Vers une nouvelle technique d'analyse	70
3	Des arbres de fusion des régions HII	73
3.1	L'arbre de fusion, une idée pas si nouvelle	73
3.1.1	Arbre de fusion de halos de matière noire	74
3.1.2	Arbre de fusions de régions HII	76
3.2	Obtenir l'arbre de fusion des régions HII	77
3.2.1	Les données brutes de sorties de simulation	77
3.2.2	L'identification des régions HII : l'algorithme <i>friends-of-friends</i>	78
3.2.3	Le suivi temporel des régions HII	84
3.3	Les propriétés de l'arbre de fusion	87
3.3.1	La nature des régions HII	87
3.3.2	Les propriétés individuelles des régions	89
3.4	Avantages et problèmes de la méthode	91
3.4.1	Les possibilités ouvertes par l'arbre de fusion	91
3.4.2	Quelques mises en gardes liées à l'arbre de fusion	93
4	Etude du processus cosmologique de fusion des régions HII durant la période de réionisation	98

TABLE DES MATIÈRES

4.1	Simulations et modèles de sources ionisantes	99
4.1.1	Modèles avec particules stellaires (S)	100
4.1.2	Modèles avec particules stellaires boostés (SB)	101
4.1.3	Modèle semi-analytique avec halo de matière noire (H) .	103
4.2	Propriétés globales des simulations	103
4.2.1	Nombre de photons ionisants	104
4.2.2	Fraction d'ionisation	105
4.2.3	Profondeur optique	106
4.2.4	Cartes d'ionisation	107
4.2.5	Spectres de puissances	111
4.3	Propriétés de l'arbre de fusion	112
4.3.1	Nombres de régions HII	112
4.3.1.1	Evolution du nombre absolu de régions	112
4.3.1.2	Evolution de la proportion des différents types de régions	114
4.3.2	Tailles des régions HII	120
4.3.2.1	Distributions du rayon des régions ionisées	120
4.3.2.2	Distributions du rayon des différents types de régions ionisées	123
4.3.3	Fusions des régions HII	128
4.3.3.1	Evolution globale du processus de fusion	128
4.3.3.2	Croissance de la région HII dominante	130
4.4	Conclusion	132
5	Article ‘A study of simulated reionization histories with merger trees of HII regions’.	138
6	Etude des histoires de réionisation locales associées aux progéniteurs des galaxies observées aujourd’hui	159
6.1	Suivi individuel des régions HII	160
6.1.1	Catalogue de régions HII	160
6.1.2	Définition d'une histoire locale de réionisation	161

TABLE DES MATIÈRES

6.2	Suivi des histoires locales de réionisation	162
6.2.1	Comportement global	163
6.2.2	Comportement en fonction de la masse des halos progéniteurs	171
6.3	Réionisation locales vues à $z = 0$	173
6.3.1	Modèle d'accrétion de masse moyenne des halos de matières noires	174
6.3.2	Dépendance des histoires locales de réionisation avec M_0	176
6.3.3	Comparaison aux simulations du Groupe Local	183
6.4	Conclusions	185
7	Article ‘Local reionizations histories with merger tree of HII regions’.	190
8	Etude la réionisation de notre Groupe Local de galaxies	205
8.1	Simulations du groupe local	206
8.1.1	La simulation CLUES	206
8.1.2	Modèle de sources ionisantes	206
8.2	Résultats	207
8.2.1	Cartes de réionisation	207
8.2.2	Analyse avec l’arbre de fusion	209
8.3	Conclusion	213
9	Article ‘Simulations of the reionization of an isolated Milky Way-M31 galaxy pair’.	214
	Conclusion	228

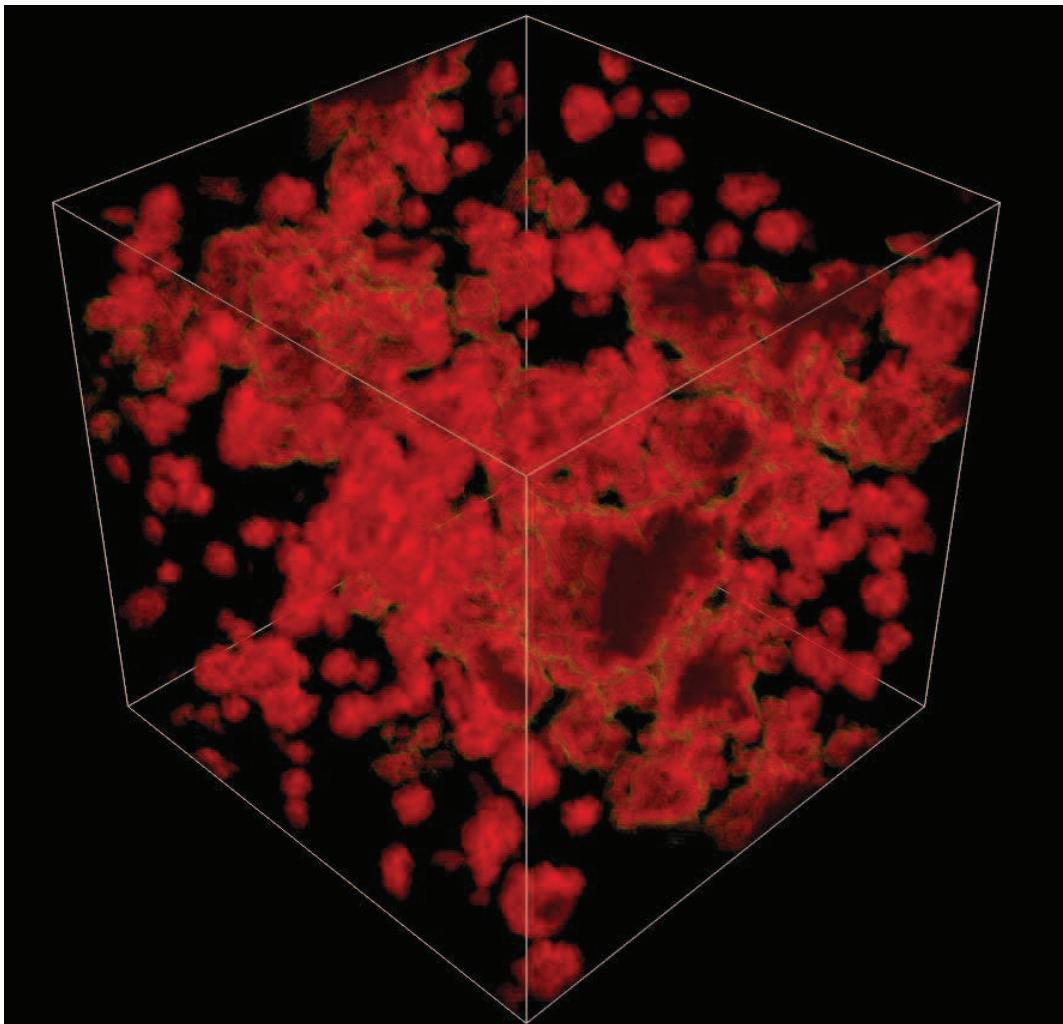


FIG. 1 – Régions HII en expansion autour de sources ionisantes durant la période de réionisation. L'image est extraite d'une simulation de 513^3 de résolution de $50 \text{ Mpc}/h$ de côté qui sera introduite dans le chapitre 4. Le redshift de l'instantané est de $z \sim 8.7$ et le modèle de sources ionisantes utilisé est le modèle SB50 du chapitre 4. Les cellules sont considérées comme ionisées si la fraction d'ionisation locale $x > 0.5$.

Introduction

Si donc de toutes parts s'étend un libre espace sans limites, si des germes innombrables multipliés à l'infini voltigent de mille façons et de toute éternité, est-il possible de croire que notre globe et notre firmament aient été seuls créés et qu'au-delà il n'y ait qu'oisiveté pour la multitude des atomes ?

Albert EINSTEIN

La recherche contemporaine en cosmologie s'appuie sur un modèle qui constitue un cadre d'étude communément admis par l'ensemble de la communauté scientifique : le modèle standard de la cosmologie avec matière noire et énergie sombre, encore appelé modèle Λ CDM. C'est dans ce cadre que les astrophysiciens testent leurs hypothèses sur l'histoire d'évolution de l'Univers. Une des périodes clés de cette histoire, qui reçoit de plus en plus d'attention depuis les quinze dernières années, est la période de réionisation de l'Univers. Cette période qui se déroule entre des redshifts de $z \sim 30$ à $z \sim 6$ (voir respectivement Komatsu et al. 2009 et Fan et al. 2006), soit entre environ 200 millions d'années jusqu'à environ un milliard d'années après le Big-Bang, est une transition majeure qui a vu le contenu en hydrogène atomique de l'Univers s'ioniser sous l'action des premières sources ionisantes (étoiles et AGNs) en train de se former. L'étude de la période de réionisation permet de sonder l'apparition et les propriétés de ces sources primitives, du gaz qui les entoure et du cadre cosmologique dans lequel la transition opère.

A l'heure actuelle plusieurs difficultés sont rencontrées dans la caractérisation du phénomène. Il est notamment difficile de statuer de manière précise sur le moment d'apparition des premières sources, et sur le redshift de la fin de cette période. Il est communément admis que l'histoire de réionisation se

déroule d'abord de manière locale avec l'expansion de régions ionisées (régions HII) autour des premières sources et qu'ensuite le phénomène devient inhomogène avec la fusion des différentes régions HII jusqu'à produire un Univers totalement réionisé lorsque toutes les régions ont fini de fusionner. Plusieurs questions sont alors en suspens :

- Comment se déroule la réionisation d'une manière globale ?
- Quels sont les ingrédients clés dans les modèles qui dictent l'évolution géométrique du phénomène ?
- Comment les différentes histoires individuelles de réionisation associées à des galaxies particulières se déroulent elles ?
- Comment l'environnement d'une galaxie influe-t-il sur son histoire propre de réionisation ?
- Comment notre propre galaxie et ses voisines ont elles subi l'influence de cette période ?
- Portent-elles toujours aujourd'hui la signature de leurs histoires de réionisation passées ?

L'objectif est donc d'arriver à caractériser l'intensité du processus de fusion des régions, sa durée, sa géométrie, ainsi que sa dépendance avec le type de source considérée. Dans le contexte cosmologique, la réponse à ce type de questions serait à l'origine d'une compréhension plus fine de l'Univers observé aujourd'hui. En effet, l'instauration progressive d'un fond de photons ionisants est supposée être à l'origine d'un photo-chauffage du gaz qui aurait pour conséquence de réguler la formation stellaire au sein des galaxies naissantes. Il apparaît donc qu'une quantification de la mise en place progressive de ce fond de rayonnement est nécessaire en vue d'expliquer la morphologie observée aujourd'hui d'une galaxie comme notre propre Voie Lactée par exemple. De même, cela pourrait nous amener à répondre à des questions encore en suspens comme le problèmes des 'satellites manquants' par exemple (voir Ocvirk & Aubert 2011).

L'intérêt croissant pour cette époque est également entretenu par la promesse de contraintes observationnelles fortes à venir. Les futures générations de télescopes, et plus particulièrement les missions en radioastronomie comme le LOw Frequency ARray (LOFAR¹, 2010), le Murchison Widefield Array (MWA², 2013) et le low-frequency extension of the planned Square Kilometre Array (SKA³, avec les premières observations prévues pour 2019), auront pour but d'étudier la période de réionisation par le biais de l'étude de la raie 21 cm. Ces observations permettront notamment de tracer l'évolution avec le redshift de la densité d'hydrogène neutre et pourront faire la tomographie (distribution tridimensionnelle) de la géométrie du phénomène. Le télescope spatial JWST

¹<http://lofar.org>

²<http://haystack.mit.edu/arrays> :MWA

³<http://www.skatelescope.org>

⁴ permettra également de détecter les premiers objets qui forment des étoiles en déterminant par exemple leurs fonctions de luminosité et leurs évolutions.

En attendant les futurs résultats observationnels, la communauté de cosmologistes s'attelle d'ores et déjà à faire des prédictions pour comprendre la réionisation. Une des approches réside dans la simulation numérique du processus en étudiant l'évolution du champ de matière, la formation des sources ionisantes et le transfert des photons ionisants. Dans ce cadre, l'action de la gravité est simulée numériquement par le biais de codes N-corps. L'évolution de l'hydrodynamique du gaz et de la formation stellaire associée est résolue par le biais de codes sur grilles ou de codes SPH qui sont couplés aux codes N-corps. Enfin, le transfert des photons ionisants générés par les sources est entrepris grâce à des codes de transfert du rayonnement qui peuvent être de plusieurs natures. Ainsi, des prescriptions basées sur des méthodes de Monte-Carlo, des codes à lancer de rayons ou bien encore des méthodes aux moments sont utilisées pour modéliser ce transfert. Ces calculs sont, à l'heure actuelle, essentiellement réalisés en post-traitement sur les données hydrodynamiques et N-corps préalablement calculées. Ils sont aisés à mettre en place mais proposent un couplage limité entre matière et rayonnement. Cette tendance est train de changer avec l'avènement de codes où les évolutions de la gravité, du gaz et du transfert du rayonnement sont couplées de manière à résoudre toutes les étapes du calcul dans un seul pas de temps en suivant totalement les couplages existants entre toutes ces physiques.

Dans ce cadre, cette thèse a pour ambition de se pencher sur plusieurs questions reliées à l'évolution du processus de réionisation dans les simulations. Un des buts consiste en l'étude de l'évolution globale du processus et notamment en la caractérisation de l'intensité de percolation des diverses régions ionisées entre elles en fonction de l'époque considérée et de la physique mise en jeu dans les modèles. Une telle approche a pour ambition de caractériser la géométrie globale en évolution du phénomène et de quantifier si elle est variable en fonction des paramètres utilisés dans les modèles comme les différents modèles de sources et l'évolution de leurs émissivités. Un des objectifs est également de caractériser la “chrono-géométrie” locale du phénomène et son lien avec les sources. Dans cette optique, la démarche consiste à essayer de caractériser comment évolue l'expansion de régions ionisées autour des différentes sources en fonction de leurs propriétés, comme leurs masses ou leurs émissivités ou encore l'instant considéré. Une telle approche permettrait de caractériser l'évolution de l'histoire de réionisation passée de galaxies comme notre Voie Lactée ou M31 par exemple.

Une multitude de techniques d'analyses des simulations en vue de comprendre la nature du phénomène et son impact sur la formation des grandes structures de l'Univers a vu le jour. A l'heure actuelle, la plupart de ces

⁴<http://www.jwst.nasa.gov/>, lancement prévu en 2018

méthodes d'analyses se focalisent sur l'étude de quantités comme l'évolution de la fraction ionisée moyenne, l'évolution de la profondeur optique de la diffusion Thompson ou encore l'étude de spectres de puissance. Ces méthodes permettent d'obtenir une caractérisation rapide des propriétés de la simulation comme la distribution de la taille des régions HII en fonction du redshift, le redshift de naissance des premières sources ou encore le redshift de réionisation qui peut être directement comparé aux observations. En revanche, ces techniques se heurtent à des difficultés en vue d'obtenir une description précise de l'évolution globale de la géométrie sous-jacente du phénomène et de sa variation en fonction des différents types de sources considérées. Il est ainsi difficile de suivre l'évolution de l'ionisation de régions particulières dans la simulation qui seraient liées à une ou quelques galaxies dont on veut suivre l'histoire de réionisation. Ces méthodes ne sont donc pas capable de caractériser les processus de réionisation locaux, ce qui pourrait être d'un intérêt majeur en vue de suivre l'histoire de la réionisation de notre Groupe Local de galaxies par exemple. C'est principalement dans cette optique que j'ai été amené à développer une nouvelle technique d'analyse en vue d'appréhender le phénomène de réionisation de manière locale en compléments des approches d'analyses communément usitées.

La démarche de cette thèse a consisté en la construction d'un arbre de fusion des régions HII à l'instar des arbres de fusion des halos de matière noire. L'obtention d'un arbre de fusion permet d'entreprendre un suivi temporel de quantités mesurables dans les simulations. Dans le cas des arbres de fusion de halos de matière noire, cela permet de faire le suivi de la croissance des différents halos au cours du temps et d'obtenir leurs histoires d'accrétion. Dans notre cas il est possible de suivre l'évolution de la croissance des différentes régions HII apparues dans les simulations. Cela permet également de suivre l'intensité du processus de fusion des différentes régions entre elles. Ce genre de technique constitue une méthode générale d'analyse complémentaire aux méthodes globales pour contraindre l'influence des paramètres mis en jeu dans les simulations. De plus, un tel arbre de fusion permet de relier l'évolution des propriétés de chacune des différentes régions ionisées en regard de la nature de leurs sources progénitrices. Cela permet de comprendre quels types de galaxies sont plus promptes à réioniser de manière isolée ou au contraire lesquelles sont le moteur principal de la réionisation d'un amas de galaxies. Dans l'esprit, cette méthode appréhende la réionisation comme une collection de processus locaux qui produisent une transition globale. Enfin il est à noter qu'une telle approche d'analyse peut être utilisée dans différents contextes, que ce soit à l'échelle cosmologique, celle du Groupe Local ou même à l'échelle galactique. En effet, un arbre de fusion peut être extrait de n'importe quel type de simulation, ce qui fait de ce genre de méthodologie un outil polyvalent.

Un premier travail mené à l'aide de cet outil a consisté en la quantification de l'influence des modèles de sources ionisantes mis en jeu dans les simulations sur

le processus de fusion des différentes régions ionisées. Cette étude ayant pour objectif de montrer comment l'analyse menée avec l'arbre permet d'apporter des informations supplémentaires sur la géométrie du processus de fusion des régions par rapport à des analyses couramment utilisées pour contraindre les simulations (Chardin et al. 2012). Plusieurs simulations ont été analysées avec des prescriptions différentes pour les sources ionisantes. Premièrement, les étoiles générées par le code hydrodynamique RAMSES (voir Teyssier 2002) ont été utilisées. Deux cas ont été étudiés avec premièrement, une émissivité des sources constante au cours du temps, puis un autre où l'émissivité des sources décroît au cours du temps de manière à mimer l'émission trouvée dans les simulations avec la plus haute résolution. Enfin, un modèle de sources basé sur les halos de matière noire a été étudié avec une émissivité proportionnelle à la masse de chaque halo. Le suivi des régions dans chaque simulation a permis de contraindre la taille des différentes régions HII ainsi que l'intensité de leurs processus de fusion au cours du temps. Il a ainsi été montré que les modèles basés sur les halos et ceux avec des étoiles avec une émissivité constante présentaient une histoire de fusion des régions HII comparable même si les modèles de halos permettent un meilleur suivi des stades initiaux de croissance des régions. En revanche le dernier modèle de sources avec des étoiles ayant une émissivité décroissante présente une histoire différente des deux autres avec un épisode de fusion précoce à cause de la forte émissivité des sources en début de réionisation.

Dans un second temps, une étude des différentes histoires de réionisation individuelles a été entreprise dans des simulations à l'échelle cosmologique. L'objectif étant de montrer comment l'arbre permet de relier les différentes histoires de réionisation locales à la masse des galaxies qui ont généré ces régions. L'étude de la durée de vie des régions de manière isolée ainsi que de leurs volumes avant de fusionner avec le fond UV a ainsi été faite. La mise en regard de ces quantités par rapport à la masse des halos progéniteurs a permis de quantifier les histoires de réionisation locales en fonction des types de galaxies impliquées. Cela a été le point de départ en vue de contraindre les histoires de réionisation passées des galaxies observées aujourd'hui à $z = 0$. L'intérêt de cette étude a finalement été de statuer sur l'histoire typique de réionisation d'une galaxie de type Voie Lactée ou encore sur l'histoire de réionisation du Groupe Local en quantifiant l'action des sources extérieures (Chardin et al. 2013). Dans ce cadre, il a été montré que des galaxies de types Voie Lactée présentent des durées de réionisation individuelles comparable à celles obtenues dans des simulations contraintes à l'échelle du Groupe Local avec cependant des volumes ionisés plus larges. En considérant un objet de la masse typique du Groupe Local, l'analyse tend à présenter qu'il aurait eu une histoire de réionisation sous l'action unique de son contenu en sources sans influence d'un front UV extérieur comme celui de Virgo par exemple.

Enfin, un troisième travail a consisté en l'utilisation de l'arbre de fusion

des régions HII pour étudier des simulations contraintes de la période de réionisation (CLUES) à l'échelle du Groupe Local composé de MW, M31 et M33 (voir Ocvirk et al. 2013). Une telle étude est directement comparable avec l'étude menée dans les simulations à l'échelle cosmologique. Il a ainsi été possible de suivre l'évolution du rayon des régions HII associées à des galaxies de types Voie Lactée ou M31 pour contraindre l'influence d'une galaxie sur sa voisine. En compléments d'analyses globales communément utilisées, l'arbre a permis d'étudier la durée de vie individuelle des régions HII et de contraindre le moment où les deux galaxies ont vu le front UV de leur partenaire. Les résultats ont montré que les régions HII dominantes associées à chacune des deux galaxies ont pu englober le volume de leurs progéniteurs sans fusionner avec la région associée à la galaxie voisine. Il en résulte que la Voie Lactée et M31 auraient eu une histoire de réionisation interne sans influence d'une galaxie sur sa compagne.

Ce manuscrit est structuré de la façon suivante : dans le chapitre 1 nous rappellerons le contexte théorique du travail et détaillerons les points importants à connaître en rapport avec la période de réionisation de l'Univers. Nous résumerons ensuite l'état des lieux sur les techniques analytiques et sur les méthodes de simulation du phénomène et nous dresserons un portrait des outils d'analyse des simulations dans le chapitre 2. La nouvelle technique d'analyse de simulations de la réionisation basée sur l'arbre de fusion des régions HII sera ensuite présentée dans le chapitre 3. Le chapitre 4 aura pour objectif de donner les résultats de l'étude menée, grâce à ce nouvel outil, sur l'influence des modèles de sources ionisantes mis en jeu dans les simulations sur le processus de fusion des régions HII. Les résultats de cette étude ont mené à la rédaction d'un article dans le journal *Astronomy & Astrophysics* (A&A) qui est présenté dans le chapitre 5. Ensuite, l'étude des histoires de réionisation locales menées au moyen de l'arbre de fusion fera l'objet du chapitre 6 et l'article en lien qui a été soumis dans A&A constituera le chapitre 7. Enfin l'application de la méthodologie d'analyse sur des simulation de notre Groupe Local de galaxies sera l'objet du chapitre 8 et le chapitre 9 présentera l'article en lien soumis au journal APJ.

Chapitre 1

La période de réionisation de l'Univers

On dirait que l'infini prend alors plaisir à nous bercer nous-mêmes dans cette immensité du doute.

Gustave FLAUBERT

Dans ce chapitre je rappellerai d'abord brièvement les points clefs du modèle standard de la cosmologie qui constitue notre cadre d'étude avant de dresser le portrait de ce qu'est la période de réionisation de l'Univers. Je m'attacherai également à décrire les différentes observations déjà à notre disposition et celles sur le point de voir le jour en vue de contraindre l'histoire du déroulement de cette période.

1.1 La Réionisation une étape clé de l'histoire de l'Univers

1.1.1 Un univers en expansion ...

Il est maintenant majoritairement admis de travailler dans ce qu'on appelle le "modèle standard de la cosmologie" dès que l'on veut s'attacher à étudier l'évolution de l'Univers et tester nos hypothèses quand à la théorie de formation des galaxies et des grandes structures. Cette théorie repose sur le principe cosmologique qui stipule que l'Univers est spatialement homogène et isotrope et dont les lois de la gravitation sont régies par la théorie de la relativité

générale d'Albert Einstein. Cette hypothèse Copernicienne admet donc que l'Univers présente le même aspect à tout les observateurs indépendamment de leurs positions et que les lois de la physique sont partout les mêmes. En d'autre mots, il n'y a aucun lieu dans l'Univers qui constitue un cadre privilégié à son étude.

Dans un Univers homogène et isotrope en expansion, l'écriture de la métrique est donnée en coordonnées sphériques par la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (voir Peacock 1999) :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2(\theta)d\phi)^2 \right] \quad (1.1)$$

où $a(t)$ est le facteur d'expansion de l'Univers dépendant du temps t , k est la constante de courbure de l'Univers ($k = 0$ pour une géométrie Euclidienne) et c est la vitesse de la lumière. Une solution naturelle pour l'évolution de la géométrie d'un Univers homogène et isotrope est un Univers en expansion (voir Kolb & Turner 1990 pour un livre de revue sur le sujet), ce qui a été mis en évidence pour la première fois par l'observation de la fuite des galaxies par Edwin Hubble (Voir Hubble 1929) lors de ses observations au mont Wilson. Cette expansion est dictée par le contenu en énergie interne de l'Univers qui peut se trouver sous plusieurs formes. Un modèle cosmologique qui permet de rendre compte de cette expansion est le modèle Λ CDM (Λ pour la constante cosmologique et l'acronyme 'Cold Dark Matter' pour insister sur l'existence d'une composante non baryonique de la matière qui n'interagit pas avec le rayonnement). Dans ce cadre, l'Univers admet :

- une composante de matière. Cette composante ne constitue que 31% de la densité d'énergie totale de l'Univers (voir Planck Collaboration et al. 2013 pour la dernière mesure des paramètres). Deux types de matières peuvent être discernées :
 - > la matière noire (voir Bergström 2000 et Bertone et al. 2004 pour des revues) qui constituerait environ 83% du budget total de la matière. Cette composante de la matière n'est sensible qu'à la seule force de gravitation et n'interagit pas avec le rayonnement électromagnétique, ce qui la rend inobservable.
 - > la matière dite baryonique qui ne constitue qu'environ 17% de la matière totale qui est composée de protons, neutrons et électrons qui composent les atomes et molécules et toutes les structures visibles de l'Univers.
- une composante dite d'énergie noire qui constitue environ 69 % de la densité d'énergie totale de l'Univers et qui serait responsable du caractère accéléré récent de l'expansion de l'Univers (voir Carroll et al. 1992 et Frieman et al. 2008 pour des revues sur le sujet).
- une contribution mineure est liée à l'énergie de radiation sous forme de

photons qui emplissent l'Univers et qui constitue moins de 0.1% de la densité d'énergie totale au temps présent (Voir Fukugita & Peebles 2004).

Une notation appropriée pour résumer ces différentes contreparties peut être faite en faisant intervenir les paramètres cosmologiques Ω_r , Ω_m , Ω_Λ et Ω_k où r , m , Λ et k représentent respectivement la composante "lumière", matière, énergie du vide et la courbure de l'espace. Ces paramètres sont définis tel que :

$$\Omega_X = \frac{\rho_{X,0}}{\rho_c} \quad (1.2)$$

où X représente la composante d'énergie considérée, $\rho_{X,0}$ la densité d'énergie moyenne de l'espèce prise au temps présent et ρ_c la densité critique telle que :

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \quad (1.3)$$

avec G la constante de gravitation et $H_0 = 67.80 \pm 0.77$ km/s/Mpc (voir Planck Collaboration et al. 2013) est la valeur mesurée aujourd'hui du taux d'expansion de l'Univers. Ces paramètres sont liés par l'équation suivante :

$$\Omega_r + \Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1 \quad (1.4)$$

avec $\Omega_r \sim 10^{-4}$, $\Omega_m = 0.315 \pm 0.016$, $\Omega_\Lambda \sim 0.692 \pm 0.010$ et $\Omega_k \sim -0.0005 \pm 0.0065$ (voir Planck Collaboration et al. 2013).

La figure 1.1 extraite de Kowalski et al. 2008 montre l'estimation des paramètres cosmologiques établis à partir des trois techniques d'estimations dans le plan $\Omega_m - \Omega_\Lambda$. La première estimation est liée à l'observation du fond diffus cosmologique (qui sera introduit peu après) à partir du spectre de puissance de ses anisotropies (en orange sur la figure). La seconde réside dans l'observation combinée de la distance et du redshift des supernovae (en bleu sur la figure). La troisième estimation est issue de l'étude des BAO (Baryonic Acoustic Oscillations) par l'intermédiaire de l'observation de la distribution des galaxies. On constate que la zone la plus probable où se recoupent les différentes estimations tendent en faveur de $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\Lambda \sim 0.7$.

Dans un tel contexte, l'évolution avec le temps du taux d'expansion de l'Univers entre deux points de l'espace est donnée par l'évolution du paramètre de Hubble :

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad (1.5)$$

où $a(t)$ est le facteur d'expansion tel que $a(t) = 1/(1+z)$ où z est le redshift et $\dot{a}(t)$ dénote la dérivée temporelle du facteur d'expansion. L'effet d'expansion

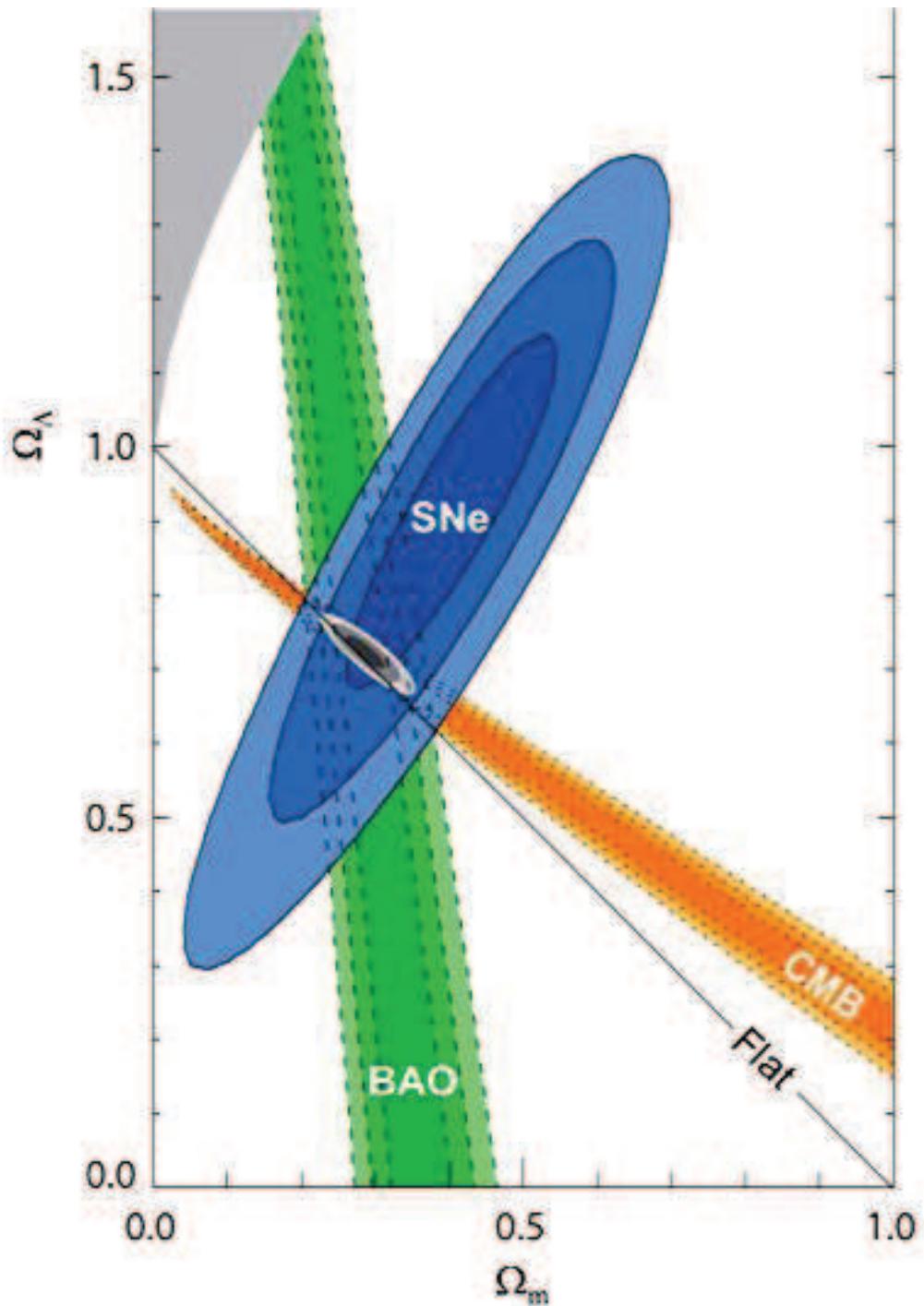


FIG. 1.1 – Estimation des paramètres cosmologiques issues de l'étude du CMB, des BAOs et des supernovae. Les contours représentent les indices de confiances à 68.3 %, 95.4 %, et 99.7 %. La figure est extraite de Kowalski et al. (2008).

sion de l'Univers induit une évolution de la densité d'énergie différente selon l'espèce d'énergie considérée. La densité d'énergie de la matière diminue avec l'expansion tel que $\rho_m(t) = \rho_{m,0}a(t)^{-3}$. La densité d'énergie du rayonnement diminue du fait de l'expansion en $a(t)^{-3}$ et également à cause du décalage vers le rouge (redshift) de la longueur d'onde des photons ce qui mène à une dilution totale en $a(t)^{-4}$ tel que $\rho_r(t) = \rho_{r,0}a(t)^{-4}$. Enfin, la densité d'énergie de l'énergie noire reste constante au cours du temps tel que $\rho_\Lambda(t) = \rho_{\Lambda,0}$ d'où son nom de constante cosmologique (notons qu'il existe des modèles de cosmologie où Λ est différent d'une constante).

En introduisant l'expression 1.1 de la métrique dans les équations d'Einstein qui relient la densité d'énergie à la métrique, on obtient les deux équations de Alexandre Friedmann qui caractérisent l'évolution du facteur d'expansion :

$$\begin{cases} \frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8\pi G\rho}{3} + \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{kc^2}{a^2} \\ \ddot{a} = \frac{-4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \end{cases} \quad (1.6)$$

avec

$$\rho = \rho_m + \rho_r + \rho_\Lambda \quad (1.7)$$

la densité d'énergie totale qui est la somme de toutes les densités relatives aux différentes espèces, Λ la constante cosmologique et p la pression. Les différentes équations d'état pour les différentes espèces d'énergies sont :

$$\begin{cases} p = \frac{1}{3}\rho c^2 & \text{pour la lumière} \\ p = 0 & \text{pour la matière} \\ p = -\rho c^2 & \text{pour la constante cosmologique} \end{cases} \quad (1.8)$$

En injectant ces quantités dans le système d'équation 1.6 et en faisant intervenir les paramètres cosmologiques ainsi que le paramètre $H(t)$ de Hubble et en prenant $k = 0$ pour la courbure, ce système d'équations décrit la dynamique d'expansion de l'Univers au cours du temps via l'évolution de $H(t)$:

$$H(t)^2 = H_0^2 \left[\frac{\Omega_r}{a(t)^4} + \frac{\Omega_m}{a(t)^3} + \Omega_\Lambda \right] \quad (1.9)$$

où H_0 est la valeur du taux d'expansion au temps présent.

A partir de la naissance de l'Univers estimée à 13.798 ± 0.037 milliards d'années (Planck Collaboration et al. 2013), l'expansion commence selon la dynamique dictée par l'équation 1.9. En figure 1.2, il est montré, en fonction

du temps cosmique pris depuis le Big-Bang, les différentes périodes de domination des différentes espèces d'énergies introduites ci-dessus. En effet, tout au long de l'histoire cosmique, les différentes espèces d'énergies vont l'une après l'autre dominer le processus d'expansion. Dans un premier temps, la densité d'énergie due au rayonnement a dominé jusqu'à un redshift $z \sim 3150$ au moment où la densité d'énergie du rayonnement était égale à celle de la matière, puis ce fut le tour de la densité de matière de prendre le pas jusqu'à $z \sim 0.3$ où il y eu équilibre entre densité d'énergie de la matière et densité d'énergie noire. A l'heure actuelle la dynamique d'expansion est dominée par la composante d'énergie noire, ce qui dicte le caractère accéléré de l'expansion observée aujourd'hui (voir Riess et al. 1998 et Perlmutter et al. 1999).

Avant un âge de 380 000 ans environ, ce qui correspond à un redshift de $z \sim 1100$, l'Univers était dans un état de plasma où les photons diffusaient constamment sur les protons et les électrons. A $z \sim 1100$ l'Univers atteint une température d'environ $T \sim 3000\text{K}$ et les premiers atomes neutres se forment. Cette période connue sous le nom de recombinaison (voir Sunyaev & Chluba 2008 pour une revue sur le sujet) marque la fin de la diffusion des photons. Cette lumière qui nous parvient aujourd'hui est la "photographie" la plus vieille de l'Univers jeune et porte le nom de fond diffus cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background). Cette lumière présente un spectre de corps noir parfait à une température de 2.7255 ± 0.0006 Kelvins (voir Fixsen 2009). L'étude de la carte de température du CMB (Pour une revue voir Hu & Dodelson 2002), dont la dernière version en date est montrée en figure 1.3, fait aujourd'hui l'objet de recherche intensive en vue de contraindre les valeurs des paramètres cosmologiques introduits plus haut. L'intérêt de l'étude d'une telle carte réside dans le fait qu'elle fournit la distribution en densité de l'Univers primordial au moment de la recombinaison. La mesure du spectre de puissance des anisotropies présentées par cette carte (dont une représentation est donnée en figure 1.4) de densité permet d'obtenir les échelles caractéristiques des sur-densités à cette époque qui sont les graines de l'instabilité gravitationnelle. Ces sur-densités seront donc les lieux de formation des futures grandes structures de l'Univers observées à l'heure actuelle.

1.1.2 ... où se forment des galaxies ...

La formation des grandes structures dans le contexte cosmologique (voir Benson 2010 pour une revue sur le sujet), est majoritairement admise comme étant le résultat de la croissance des perturbations générées par les fluctuations du champs de densité de l'Univers primordial. La carte du CMB (figure 1.3) introduite dans la section suivante permet de visualiser ces fluctuations au moment de la recombinaison. Le stade ultime de la croissance des perturbations appliquée à la composante de matière noire se traduit par la formation d'un halo de matière noire. Idéalement, l'équilibre d'une telle structure est assuré

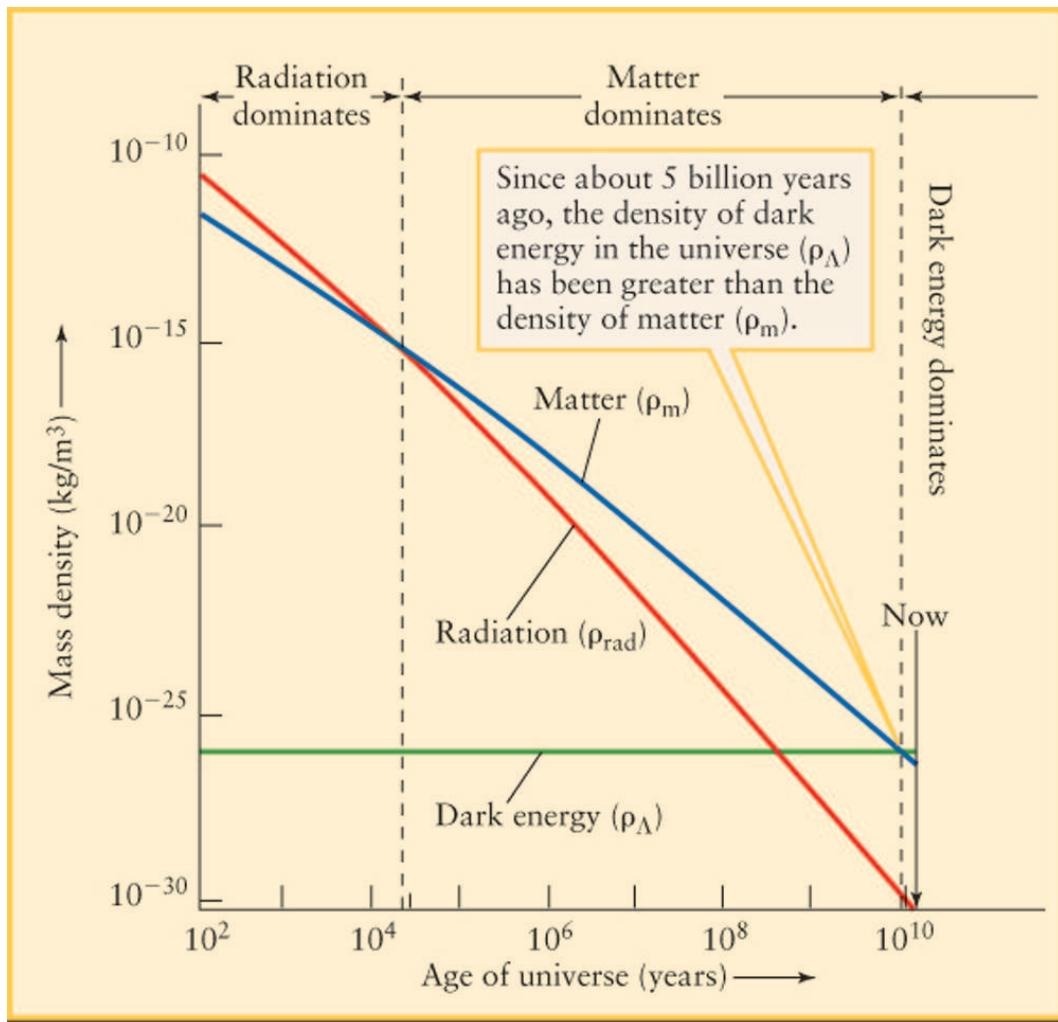


FIG. 1.2 – Evolution de la densité des différentes espèces d'énergies (rayonnement, matière et constante cosmologique) en fonction de l'âge de l'Univers. Crédit image : <http://kootation.com/radiation-energy-density-cosmology.html>

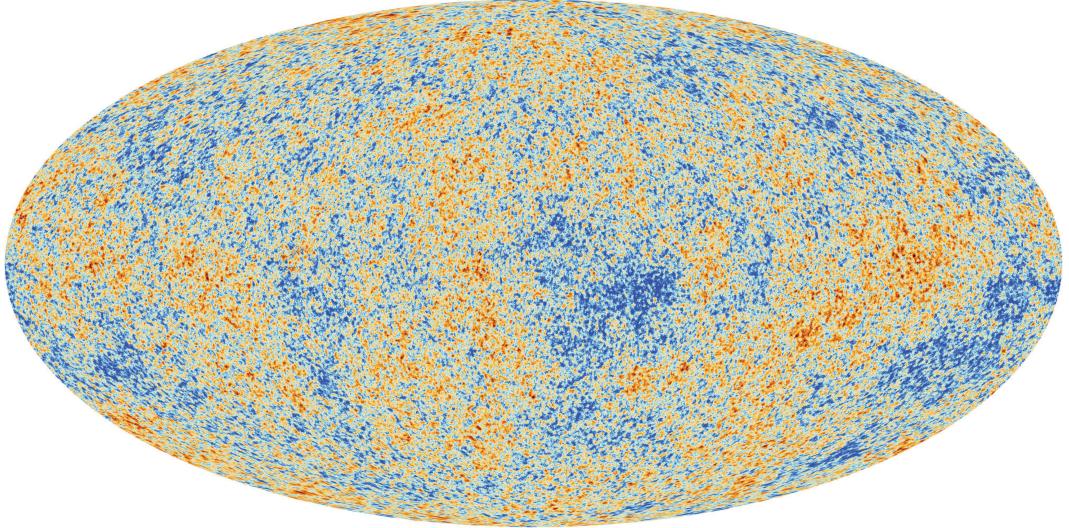


FIG. 1.3 – Carte de température du CMB révélée sur tout le ciel par le satellite Planck : Les fluctuations de température tracent les fluctuations de densité alors que l'Univers était âgé seulement de 380 000 ans. Credit : ESA and the Planck Collaboration.

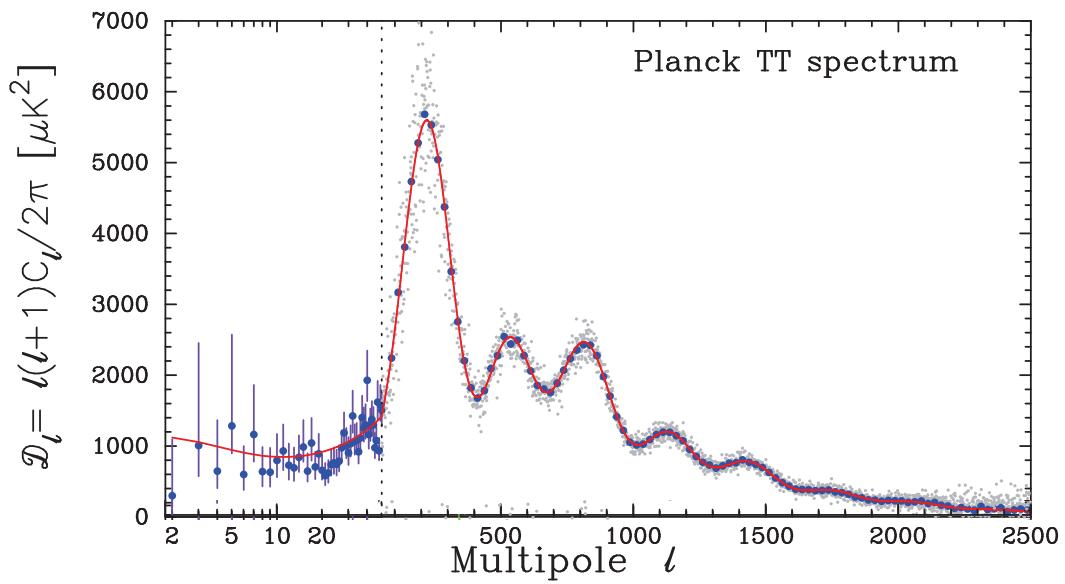


FIG. 1.4 – Spectre de puissance de température du CMB. figure extraite de Planck Collaboration et al. (2013).

par l'auto-gravitation de l'objet qui est contrebalancée par son énergie interne de manière à satisfaire le théorème du viriel :

$$2T + U = 0 \quad (1.10)$$

où T représente l'énergie cinétique et U l'énergie potentielle du système.

Ces halos hébergent également la matière baryonique au sein de leurs trous de potentiel. Le gaz est alors piégé dans le potentiel gravitationnel du halo où sera formée une future galaxie. Pour qu'il y ait formation d'une galaxie, il faut que le gaz puisse atteindre un seuil en densité assez élevé de manière à former des étoiles.

Fonction de masse des halos

Dans le cadre du modèle standard de la cosmologie résumé plus haut, il est possible de calculer analytiquement la proportion de halos de matière noire formés en fonction du temps cosmique ou du redshift.

Les fluctuations de densités qui mènent à la génération des objets observés aujourd'hui prendraient leurs origines dans des fluctuations quantiques durant la période d'inflation de l'Univers (Voir Guth 1981, Linde 1990 et Liddle & Lyth 2000) sous l'action de la gravitation. Une telle période dans l'histoire de l'Univers s'achèverait environ 10^{-30} s après le Big-Bang et verrait une expansion accélérée de l'Univers. La croissance des fluctuations du champ de densité peut être décrite par le biais de l'étude du contraste de densité défini comme tel :

$$\delta(\vec{r}) = \frac{\rho(\vec{r})}{\bar{\rho}} - 1 \quad (1.11)$$

où \vec{r} représente les coordonnées spatiales, $\rho(\vec{r})$ la densité au point considéré et $\bar{\rho}$ est la densité moyenne de l'Univers. Il est plus opportun de raisonner dans l'espace de Fourier et de remplacer la coordonnée spatiale \vec{r} par sa fréquence \vec{k} dans l'espace de Fourier de manière à considérer $\delta(\vec{k})$. En effet, le champ de densité serait un champ aléatoire Gaussien dont les modes de Fourier sont décorrélés.

Il est alors possible d'étudier les propriétés statistiques de ce champ de densité par l'étude du spectre de puissance de ces fluctuations de densité défini comme tel :

$$P(k) = \langle |\delta(\vec{k})|^2 \rangle \quad (1.12)$$

La variance du champ de densité $\sigma^2(M, z)$ est alors définie comme telle :

$$\sigma^2(M, z) = \frac{b^2(z)}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 P(k) W^2(k, M) dk \quad (1.13)$$

où $b(z)$ est le facteur de croissance des perturbations linéaires normalisé de telle manière que $b = 1$ à $z = 0$. $W(k, M)$ représente la transformée de Fourier d'un filtre chapeau "haut de forme" qui renferme une masse M à la densité moyenne de l'Univers qui s'exprime comme ceci :

$$W(k, M) = 2M \text{sinc}(2\pi k M) \quad (1.14)$$

Dans le cadre de l'approche de Press & Schechter (1974) le nombre de halos avec une masse comprise entre M et $M + dM$ formés à un instant donné est calculé au moyen de l'expression suivante :

$$\frac{dn}{dM}(M, t) dM = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\rho_0}{M^2} \left| \frac{d \ln \sigma}{d \ln M} \right| \frac{\delta_{0c}}{\sigma(M)} \exp \left[-\frac{\delta_{0c}^2}{2\sigma(M)^2} \right] dM \quad (1.15)$$

où ρ_0 est la densité moyenne actuelle de l'Univers. δ_{0c} est un paramètre de seuil habituellement pris comme étant la sur-densité linéairement extrapolée d'une perturbation sphérique au moment où elle s'effondre. Dans un modèle Einstein de Sitter $\delta_{0c} = 1.686$, par exemple.

A partir de l'expression de l'équation 1.15 il est donc possible de statuer sur le nombre de halos de matière noire d'une masse donnée qui sont formés à un instant donné. Une représentation de cette fonction de masse de halos est donnée en figure 1.5. Cette figure montre que l'estimation de la fonction de masse des halos au moyen de l'approche de Press-Schechter arrive seulement à être en accord avec les résultats issus de simulations pour des gammes de masses de halos comprises entre $\sim 10^8$ et $10^{10} M_\odot$ à $z = 10$. Pour des masses de halos supérieures (respectivement inférieures), l'approche de Press-Schechter sous (respectivement sur) estime l'abondance de halos. De plus la fonction de masse diverge d'autant plus de celle calculée dans les simulations qu'elle est calculée à haut redshift.

Une forme alternative pour dériver la fonction de masse des halos a été introduite par Sheth & Tormen (1999) en vue de mieux ajuster les résultats issus de simulations. Le point de départ de l'obtention de cette nouvelle formulation consiste à considérer que la fonction de masse des halos est reliée au facteur de biais qui caractérise comment les halos sont des traceurs de la distribution du champs de matière noire. Contrairement à Press & Schechter (1974), Sheth & Tormen (1999) ont considéré que ce facteur de biais dépend de la masse des halos. Cette formulation présente la forme suivante :

$$f_{S-T}(\sigma(M, z)) = A \sqrt{\frac{2a}{\pi}} \left[1 + \left(\frac{\sigma(M, z)^2}{a\delta_{0c}^2} \right)^p \right] \frac{\delta_{0c}}{\sigma(M, z)} \exp \left[-\frac{a\delta_{0c}^2}{2\sigma(M, z)^2} \right] \quad (1.16)$$

Avec $A=0.3222$, $a=0.707$ et $p=0.3$, cette fonction fournit un meilleur ajustement des fonctions de masses de halos déterminées à partir des simulations pour des gammes de masses et de redshifts plus élevées comme en atteste la figure 1.5 (voir Jenkins et al. 2001, Reed et al. 2003, Linder & Jenkins 2003, Lokas et al. 2004, Warren et al. 2006 et Reed et al. 2007 pour d'autres formulations de la fonction de masse des halos). A partir de ces formulations, il est donc possible de dériver le nombre de halos dans un volume d'Univers donné qui seront le siège (ou non) de formation stellaire responsable entre autre de la réionisation de l'Univers.

1.1.3 ... qui forment des étoiles ...

Le lecteur pourra se référer aux revues de Bromm & Larson (2004) et Ciardi & Ferrara (2005) pour plus de détails sur la formation stellaire au sein des halos. La formation stellaire est due à l'effondrement du gaz au sein des halos de matière noire. Les baryons sont en effet hébergés dans le puits de potentiel gravitationnel généré par ces derniers. Pour que la formation stellaire soit possible il faut que l'échelle de temps de refroidissement locale du gaz t_{cool} soit inférieure au temps dynamique local t_{dyn} (Voir Rees & Ostriker 1977 et Silk 1977) :

$$t_{cool} = \frac{3nkT}{2\Lambda(n, T)} \quad (1.17)$$

et

$$t_{dyn} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}} \quad (1.18)$$

où n représente la densité en nombre du gaz, ρ la densité de masse, k la constante de Boltzmann, T la température du gaz et $\Lambda(n, T)$ le taux de refroidissement radiatif du gaz (en erg/cm³/s). Les premières étoiles formées sont des étoiles de population III qui sont dépourvues de métaux (voir Larson 1998 et Chiosi 2000 pour des revues sur le sujet) et qui auraient des masses comprises entre 60 et 100 M_{\odot} (voir Omukai & Palla 2003 et Yoshida et al. 2006).

Seuls certains halos peuvent être le siège d'une telle formation stellaire. Dans le tableau 1.1, il est donné le résumé des caractéristiques relatives à

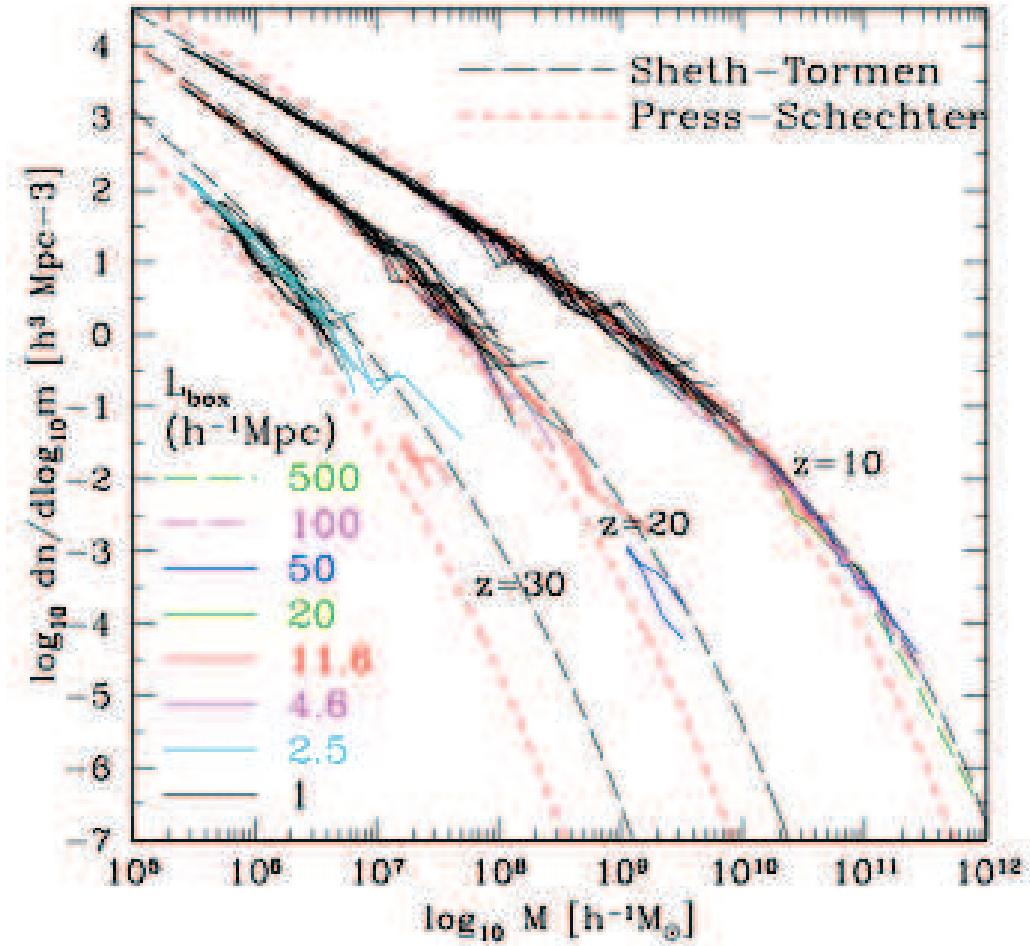


FIG. 1.5 – Exemple de fonction de masse des halos de matière noire à trois redshift différents. La figure est extraite de Reed et al. (2007) et montre le meilleur accord des fonctions de masse extraites de simulations avec les prédictions théoriques Sheth & Tormen (1999) comparé à la prescription de Press & Schechter (1974).

chaque type de halos suivant leur masse. Pour chaque type, il est précisé le mécanisme de refroidissement du gaz qui garantit la formation stellaire, ainsi que les différents type de rayonnement qui régulent cette formation d'étoiles. Deux types de halos peuvent être considérés :

- les halos à refroidissement atomique
- les mini-halos

Les halos à refroidissement atomique ont des masses $M \geq 10^8 M_\odot$ avec une température du viriel $T_{\text{vir}} \geq 10^4$ K (voir Ahn et al. 2012). Pour ce type de halos, le refroidissement des atomes d'hydrogène par émission est suffisant pour assurer la formation stellaire. Deux types de halos à refroidissement atomique peuvent alors être discernés (Voir Ahn et al. 2012 pour cette classification et Ciardi et al. 2000b, Kitayama & Ikeuchi 2000, Kitayama et al. 2000, Kitayama et al. 2001, Yoshida et al. 2003 et Dijkstra et al. 2004 pour des études sur la masse limite des halos affectés par la rétroaction du rayonnement) :

- les halos à refroidissement atomique de faible masse avec $M \sim 10^8 - 10^9 M_\odot$
- les halos à refroidissement atomique de masse élevée avec $M \geq 10^9 M_\odot$

Les halos à refroidissement atomique de faible masse sont sensibles au photo-chauffage généré par le rayonnement UV. Une des conséquences de ce chauffage est l'augmentation de la masse de Jeans qui représente le seuil en masse qu'un nuage de gaz doit avoir au minimum pour former des étoiles. L'augmentation de cette masse a pour conséquence de prévenir l'accrétion de gaz dans des halos avec des masses $M \leq 10^9$. Cet effet est connu sous le nom de *Jeans-mass filtering* (voir Shapiro et al. 1994, Gnedin & Hui 1998 et Okamoto et al. 2008). De plus, le photo-chauffage évapore le gaz déjà présent dans les halos avec ces gammes de masses, ce qui a pour conséquence de diminuer la fraction de gaz de manière significative (voir Thoul & Weinberg 1996, Barkana & Loeb 1999, Kitayama & Ikeuchi 2000, Shapiro et al. 2004, Dijkstra et al. 2004, Susa & Umemura 2004, Iliev et al. 2005 et Pawlik & Schaye 2009). Il en résulte donc que le chauffage généré par le rayonnement des premières sources va empêcher la formation de petites galaxies au sein de ce type de halos. En revanche les halos à refroidissement atomique de masse élevée ont une densité assez élevée pour écranter le rayonnement UV (voir Ciardi et al. 2000b). Ils sont donc toujours capables de former des étoiles en présence d'un fond UV.

Les mini-halos ont des masses de $M \sim 10^5 - 10^8 M_\odot$ et des températures du viriel de $T_{\text{vir}} < 10^4$ K (voir Abel et al. 2002, Yoshida et al. 2003 et O'Shea & Norman 2007). Pour des halos de ce type, la formation stellaire devient possible à condition de former du gaz moléculaire H_2 (voir Bromm et al. 2002 et Abel et al. 2002) qui va refroidir de manière à atteindre une densité assez élevée pour former des étoiles. Ce mécanisme a fait l'objet de nombreuses études (voir Lepp & Shull 1984, Hollenbach & McKee 1989, Martin et al. 1996 et Galli & Palla 1998) et appliqué à la formation des proto-galaxies (voir Haiman et al. 1996a,

Type de halo	Mini-halos	Halos à refroidissement atomique de faible masse	Halos à refroidissement atomique de masse élevée
Gamme de masse [M_\odot]	$10^5 \leq M \leq 10^8$	$10^8 \leq M \leq 10^9$	$M \geq 10^9$
Mécanisme de refroidissement	Désexcitation du H_2	Désexcitation de l'hydrogène atomique	Désexcitation de l'hydrogène atomique
Mécanisme de rétroaction du au rayonnement	Sensible au fond Lyman Werner	Sensible aux photons UV : <i>Jeans-mass filtering</i>	Auto-écrantage

TAB. 1.1 – Caractéristiques des différents types de halos et de leurs mécanismes de formation stellaire.

Haiman et al. 1996b, Abel et al. 1997, Tegmark et al. 1997, Abel et al. 1998, Omukai & Nishi 1999, Abel et al. 2000, Yoshida et al. 2003 et Maio et al. 2007). Or, le gaz moléculaire dans les mini-halos est très sensible aux photons Lyman-Werner émis par les premières étoiles ce qui a pour conséquence de dissocier le H_2 (voir Haiman et al. 1997, Ciardi et al. 2000a, Ciardi et al. 2000b, Haiman et al. 2000 et Ricotti et al. 2002). Il en résulte que la formation de futures générations d'étoiles sera bloquée dans les mini-halos à cause de l'inefficacité qu'aura alors le gaz à refroidir. Les mini-halos seraient donc d'une contribution mineure à la densité stellaire totale même si il apparaît de plus en plus qu'ils étaient d'une importance non négligeable en début de réionisation (voir Ahn et al. 2012). Il serait en effet les lieux d'apparitions des premières sources, ce qui a pour conséquence d'étendre la période de réionisation. L'augmentation de la durée de cette période aurait alors pour conséquence d'augmenter la valeur de la profondeur optique Thompson τ (voir section 1.2.2 de ce chapitre), ce qui pourrait expliquer la valeur mesurée aujourd'hui avec le CMB tout en ayant un redshift de réionisation cohérent avec celui mesuré dans le spectre des quasars à haut redshift (voir section 1.2.1).

1.1.4 ... qui réionisent leur environnement

Les premières étoiles créées dans l'histoire de l'Univers et les premiers quasars sont à l'origine du changement qui voit l'état neutre du gaz

post-recombinaison se transformer en un plasma complètement ionisé environ un milliard d'année après le Big-Bang. En figure 1.7 on présente une vue schématique du déroulement de la période de réionisation. Les premières sources apparaissent et sont à l'origine de l'expansion de régions ionisées (régions HII) qui vont s'étendre et fusionner avec d'autres jusqu'à une réionisation complète de l'Univers vers $z \sim 6$. La compréhension du déroulement de cette période de l'histoire de l'Univers est d'un intérêt crucial du fait de son impact sur le chauffage du milieu inter-galactique et sur la formation des futures galaxies. Il sera fait ainsi une brève description des éléments de physique liés à la période de réionisation avant de présenter les preuves observationnelles en lien avec cette période dans la section suivante. Pour une revue plus complète, le lecteur pourra se référer à la revue de Trac & Gnedin (2011).

1.1.4.1 Sources et cibles des photons ionisants

Deux types de sources sont à l'heure actuelle considérées comme responsable de la réionisation : les étoiles massives qui se forment dans les premières galaxies et les quasars. Ces hypothèses sont issues de l'extrapolation à hauts redshifts des fonctions de luminosité des quasars (Hopkins et al. 2007) et des galaxies qui forment des étoiles (Bouwens et al. 2007 et Bouwens et al. 2008). En figure 1.6, il est montré une gamme possible pour le nombre de photons ionisants émis par les deux types de sources supposées en fonction du redshift à partir des extrapolations mentionnées auparavant. Les quasars (ainsi que les supernovae et les binaires X par exemple), par le biais de leur émission dans le domaine des rayons X, sont responsable du chauffage du gaz. Les photons X ont une section efficace très faible et peuvent donc chauffer le gaz à de très grandes distances des sources. Or il apparaît que le nombre de quasars et la somme de leurs luminosités (Madau et al. 1999) ne seraient pas assez élevés pour réioniser tout l'Univers à $z \sim 6$ comme le montre la figure 1.6. Il y aurait donc une contribution prépondérante du budget de photons ionisants qui auraient été émis par les premières générations d'étoiles des galaxies en formation. Les premières générations d'étoiles massives présentent un très faible taux de métallicité et sont de très fort émetteurs UV qui permettent de réioniser le gaz préchauffé (voir Larson 1998, Chiosi 2000 et Ciardi & Ferrara 2005).

Chaque atome d'hydrogène neutre de l'Univers est une cible pour les photons ionisants. Or au début de la période de réionisation, le gaz est suffisamment dense pour permettre la recombinaison efficace de ces atomes. Le taux de recombinaison de l'hydrogène varie comme le carré de la densité du milieu environnant et intervient comme le premier terme du membre de droite de l'équation suivante qui donne l'évolution du nombre d'atomes d'hydrogène neutre en fonction du temps :

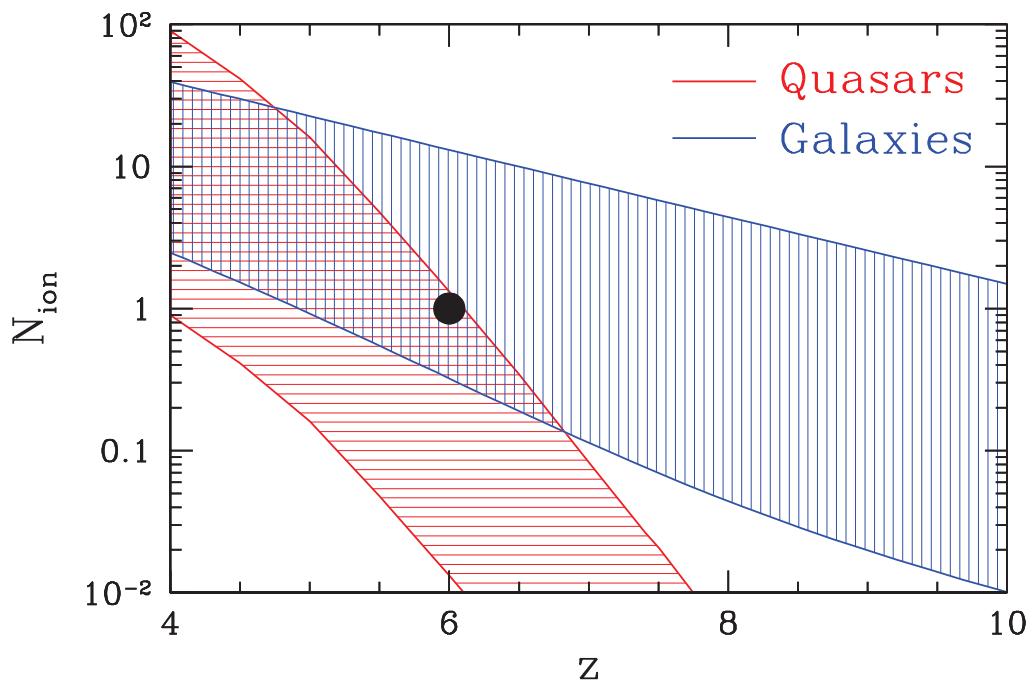


FIG. 1.6 – Intervalle de nombre de photons ionisants émis par atomes d'hydrogène en fonction du redshift attendu. Les contributions dues aux quasars et aux étoiles des galaxies en formation sont représentées respectivement en rouge et bleu. Le point noir représente la condition nécessaire minimum d'un photon ionisant émis par atomes d'hydrogène pour que l'Univers soit réionisé à $z = 6$. La figure est extraite de la revue de Trac & Gnedin (2011).

$$\frac{dn_{\text{H}_1}}{dt} = \alpha_B(T)n_e n_{\text{H}_1} - \Gamma n_{\text{H}_1} \quad (1.19)$$

où $\alpha_B(T)n_e n_{\text{H}_1}$ est le taux de recombinaison de l'hydrogène neutre qui dépend de la température par le biais du coefficient $\alpha_B(T)$ (voir Osterbrock 1989), de la densité d'électrons n_e et de la densité d'atomes d'hydrogène ionisés n_{H_1} . Le coefficient $\alpha_B(T) = 2.6 \times 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$ pour l'hydrogène pour une température typique de 10^4 Kelvins. Le nombre d'atomes d'hydrogène neutre diminue à cause de la photo-ionisation qui est symbolisée par le terme Γn_{H_1} où Γ est le taux de photo-ionisation de l'atome d'hydrogène tel que :

$$\Gamma = c\sigma n_{\gamma} \quad (1.20)$$

avec σ la section efficace de photo-ionisation de l'hydrogène et n_{γ} la densité numérique de photons ionisants. Il doit donc y avoir plus de photons ionisants que d'atomes d'hydrogène pour pouvoir réioniser tout l'Univers. Par exemple dans Aubert & Teyssier 2010, ce nombre est de l'ordre de ~ 2 .

On peut remarquer qu'on ne prend en considération ici que les atomes d'hydrogène, alors qu'il y a une fraction non négligeable d'atomes d'hélium à prendre en compte (75 % en masse d'hydrogène et 25 % d'hélium). Il ne sera pas fait ici considération de la réionisation de l'hélium puisque c'est en dehors du cadre de cette thèse. Par ailleurs, le code de transfert du rayonnement utilisé dans ces travaux ne prend pas en compte la résolution de la chimie de l'hélium. On appellera rapidement les éléments de physiques relatifs à cette période. Tout les photons avec une énergie supérieure à 24.6 eV vont permettre de ioniser l'atome d'hélium une première fois (HeII). En revanche des photons avec une énergie minimale de 54.4 eV sont nécessaires en vue d'obtenir des atomes d'hélium ionisés deux fois (HeIII). Etant donné que l'hydrogène et l'hélium neutre n'absorbent que très peu de photons avec une énergie au delà de 54.4 eV, le problème de la réionisation de l'hélium ionisé une fois peut être découplé de l'étude de la réionisation des deux autres espèces. En partant de cette considération, de nombreuses études penchent pour une réionisation complète de l'hélium ionisé une fois à $z \sim 3$ (voir Madau et al. 1999, Miralda-Escudé et al. 2000, Sokasian et al. 2001, Venkatesan et al. 2003, Wyithe & Loeb 2003, Gleser et al. 2005, Furlanetto & Oh 2008a, Furlanetto & Oh 2008b et Becker et al. 2011).

1.1.4.2 L'expansion des régions HII

Une fois une source formée, celle-ci va ioniser le milieu environnant. Historiquement, le processus d'expansion d'une région d'hydrogène ionisée (région HII) fut expliqué par les travaux de Bengt Strömgren (Strömgren 1939).

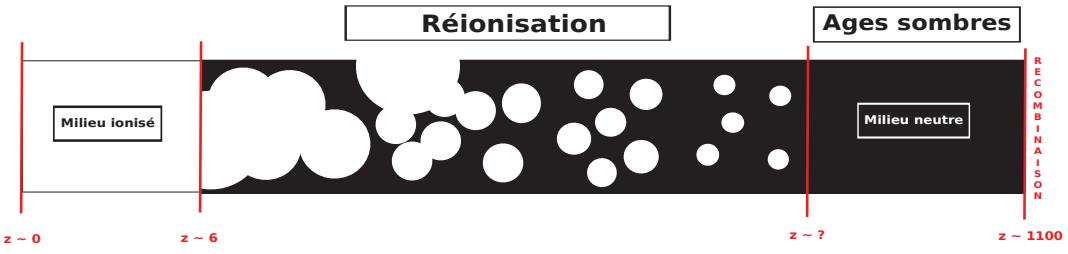


FIG. 1.7 – Illustration du processus de réionisation de l’Univers. A la fin des âges sombres, les premières étoiles commencent à réioniser leur environnement. La croissance de régions HII multiples se solde par leurs fusions pour atteindre une réionisation totale de l’Univers à $z \sim 6$.

L’évolution du rayon d’une telle sphère (dans l’hypothèse statique d’un milieu homogène à densité et température constante) est régie par l’équation différentielle suivante :

$$\frac{dr_i(t)^3}{dt} = -n_H \alpha_B(T) r_i(t)^3 + \frac{3 \dot{N}_\gamma}{4\pi n_H} \quad (1.21)$$

où $r_i(t)$ est le rayon du front d’ionisation de la sphère au temps t , n_H est le nombre d’atomes d’hydrogène, $\alpha_B(T)$ le coefficient de recombinaison de l’hydrogène ionisé et \dot{N} le taux de photons ionisants émis par unité de temps par la source ionisante.

La solution de cette équation est telle que :

$$r(t) = r_s \left[1 - \exp \left(\frac{-t}{t_{rec}} \right) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (1.22)$$

où t_{rec} est le temps caractéristique de recombinaison tel que :

$$t_{rec} = [\alpha_B(T) n_H]^{-1} \quad (1.23)$$

Le rayon de Strömgren est le rayon maximum que peut avoir la région ionisée créée par la source, il correspond à l’état d’équilibre entre ionisation et recombinaison, ce qui correspond à l’équation 1.21 avec le membre de gauche égal à zéro. On trouve alors l’expression de ce rayon telle que :

$$r_s = \left[\frac{3 \dot{N}_\gamma}{4\pi \alpha_B(T) n_H^2} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (1.24)$$

on peut noter que plus le taux de photons ionisants sera élevé plus la taille

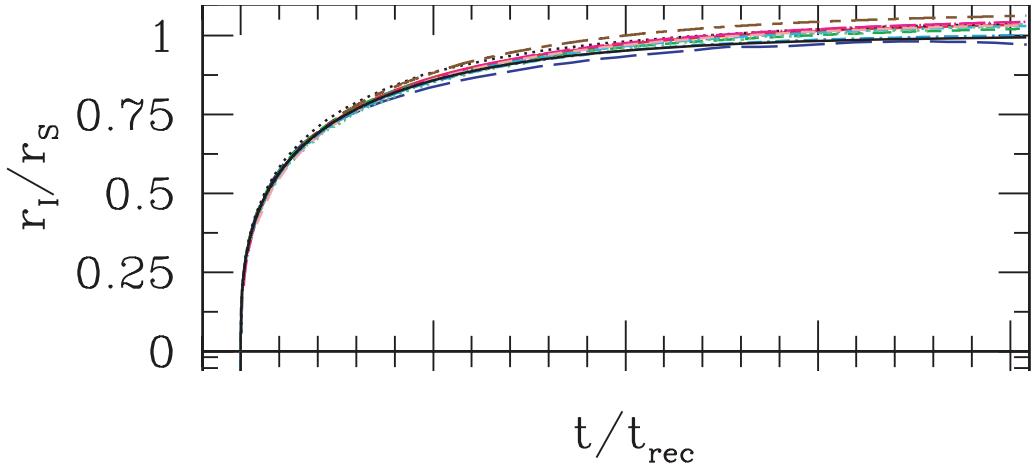


FIG. 1.8 – Evolution du rayon d'une sphère ionisée en expansion autour d'une source ionisante. Le rayon est exprimé en unité du rayon de Strömgren calculé au moyen de l'équation 1.24. La figure est extraite de Iliev et al. 2006a et montre la bonne correspondance entre l'évolution issue de différentes simulations de transfert du rayonnement et de la théorie exposée dans cette section (courbe noire en trait plein).

atteinte par la sphère sera grande. Inversement, l'augmentation de la densité d'atomes d'hydrogène du milieu aura pour conséquence d'augmenter le taux de recombinaisons $\alpha_B(T)n_H^2$ ce qui aura pour effet de faire décroître le rayon que la sphère ionisée pourra atteindre.

En figure 1.8, une représentation est donnée de l'évolution d'une sphère ionisée autour d'une source ionisante. La figure est extraite de Iliev et al. 2006a et montre que des simulations de l'expansion d'une sphère ionisée rendent une évolution qui est la même que celle de la théorie avec une erreur maximale de 5% par rapport à l'expression analytique.

Dans un cadre cosmologique qui tient compte de l'expansion de l'Univers l'évolution du volume d'une sphère ionisée autour d'une source est donnée par la formule suivante (voir Barkana & Loeb 2001 inspiré de Shapiro & Giroux 1987) :

$$V(t) = \int_{t_i}^t \frac{1}{\bar{n}_H^0} \frac{dN_\gamma}{dt} \exp(F(t', t)) dt \quad (1.25)$$

avec

$$F(t', t) = -\alpha_B \bar{n}_H^0 \int_{t'}^t \frac{C(t'')}{a^3(t'')} dt'' \quad (1.26)$$

où t_i représente le temps d'activation de la source de rayonnement \bar{n}_H^0 est la densité en nombre d'atomes d'hydrogène évaluée au temps présent, dN_γ/dt est le taux de photons ionisants émis, $C = \langle n_H^2 \rangle / \bar{n}_H^2$ représente le “clumping factor” permettant d'évaluer le taux de recombinaisons moyen en volume et $a(t)$ est la valeur du facteur d'expansion de l'Univers pris au temps t .

La différence principale entre le cas cosmologique et le cas statique réside dans le fait que dans un Univers en expansion seules les régions HII apparues à haut redshift sont capable d'atteindre un état d'équilibre et donc un rayon égal au rayon de Strömgren. Pour des régions apparaissant à des redshifts inférieurs, le temps de recombinaison t_{rec} devient alors supérieur à l'âge de l'Univers et les régions HII n'atteignent jamais le rayon stationnaire r_s (voir Shapiro & Giroux 1987).

La figure 1.9 extraite de Barkana & Loeb (2001) donne une représentation de l'évolution d'une telle sphère au cours du temps autour d'une source ponctuelle qui s'éteint après une durée de vie de $t_s = 3 \times 10^6$ ans. Plusieurs cas sont testés en faisant varier les paramètres C et le redshift d'activation de la source. Dans le cas sans recombinaison, on observe une croissance du volume de la région jusqu'à une valeur maximale V_{max} qui reste constante à partir du moment où la source s'éteint. Dès que la recombinaison est considérée, on observe pour $t > t_s$ une décroissance, d'autant plus grande que C est élevé, du volume de la région jusqu'à une nouvelle valeur constante lorsque la densité devient trop faible pour que la recombinaison soit efficace.

L'évolution de sphères ionisées autour de sources ionisantes est à la base du phénomène physique qui domine la réionisation. Par la suite, l'objectif est d'appliquer cette description physique simple à un Univers inhomogène dont les sources ionisantes ont des taux d'émissions différents les unes des autres. La difficulté est de décrire ceci pour un Univers en évolution, ce qui est difficile à résoudre analytiquement. Une approche possible est l'utilisation de simulations cosmologiques à hautes résolutions pour modéliser le phénomène, ce qui sera l'objet du chapitre suivant.

1.1.5 ... ce qui influe sur la formation et l'évolution des galaxies

La période de réionisation est une période de transition majeure dans l'histoire d'évolution de l'Univers. En effet, la mise en place progressive d'un fond de photons ultra-violets par les premières sources va entraîner une rétroaction sur la formation de nouvelles générations de sources ionisantes.

Ce champ UV serait effectivement responsable de l'évaporation du gaz dans les galaxies de faibles masses (voir Gnedin 2000b et Hoeft et al. 2006). Le rayonnement ionisant chaufferait en effet le gaz à des températures de l'ordre

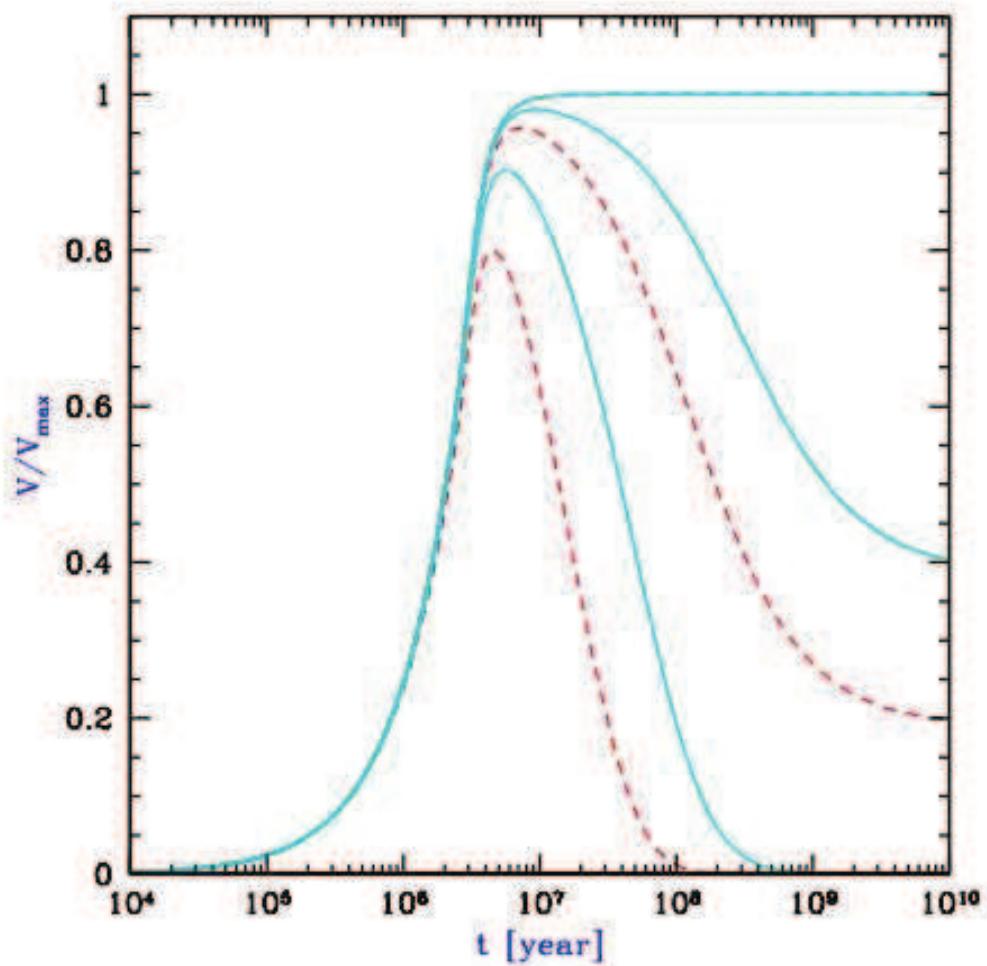


FIG. 1.9 – Représentation de l'évolution du volume d'une région HII dans un Univers en expansion. La figure est extraite de Barkana & Loeb (2001) et le volume est exprimé en fraction du volume maximum que la sphère peut atteindre. Deux redshifts d'activation de la source sont considérés : $z = 10$ (courbes en trait plein) et $z = 15$ (courbes en pointillés) et trois valeurs constantes du “clumping factor” sont étudiées : $C=0, 1$ et 10 respectivement avec les courbes de haut en bas. Dans tous les cas, la source s'éteint après $t = 10^6$ ans.

de $T \sim 10^4$ Kelvins (voir Miralda-Escudé & Rees 1994, Hui & Haiman 2003 et Tittley & Meiksin 2007), menant à sa photo-évaporation diminuant ainsi significativement la fraction de gaz au sein des halos avec des masses $M \leq 10^9 M_\odot$. Un tel effet mènerait alors à une suppression de la formation stellaire dans ce type de halos. La prise en considération d'un tel effet pourrait apporter une solution au problème des satellites manquants (voir Klypin et al. 1999 et Moore et al. 1999) en considérant que la formation stellaire est supprimée dans les galaxies de faibles masses à haut redshift (voir Bullock et al. 2000, Benson et al. 2002a, Benson et al. 2002b et Benson et al. 2003).

Le problème des satellites manquants est le suivant : les modèles cosmologiques prédisent que des halos de la taille de notre galaxie devraient présenter environ une cinquantaine de satellites avec des masses supérieures à $10^8 M_\odot$ à l'intérieur d'un rayon de 570 kpc. Ce nombre est bien supérieur à la dizaine de satellites observés à ce jour autour de la Voie Lactée (Klypin et al. 1999). De même il est attendu de trouver environ 300 satellites dans un rayon de 1.5 Mpc alors que notre Groupe Local de galaxies n'en présente qu'une quarantaine. Une approche possible pour expliquer le manque de satellites observés résiderait donc dans la prise en compte de la période de réionisation.

L'étude de la fonction de luminosité des satellites permet d'étudier l'abondance de satellites d'une magnitude donnée. En figure 1.10, on donne la fonction de luminosité observée des satellites de la Voie Lactée. La figure est extraite de Ocvirk & Aubert (2011) et montre qu'en l'absence de prise en compte de la réionisation dans les modèles il y a surestimation du nombre de satellites comparé au nombre observé. En revanche en considérant un impact de la réionisation sur la formation stellaire dans les halos, les différents modèles tendent à se rapprocher de la fonction de luminosité obtenue par les observations (Voir Koposov et al. 2009, Muñoz et al. 2009, Busha et al. 2010, Macciò et al. 2010 et Font et al. 2011 pour des travaux équivalents).

Il est communément admis que le photo-chauffage dû à la réionisation entraîne un effet rétroactif négatif sur la formation stellaire. Un autre mécanisme qui tend à faire diminuer le taux de formation stellaire (effet rétroactif négatif) est l'explosion des supernovae. En effet, l'explosion des étoiles massives injecte typiquement quelques masses solaires de gaz avec une vitesse de l'ordre de $\sim 10^4$ km/s dans le milieu interstellaire, ce qui correspond à une énergie cinétique de l'ordre de $\sim 10^{51}$ erg. Une telle éjection entraîne un chauffage du gaz environnant par chocs, ce qui tend à évaporer le gaz et ainsi à réduire la fraction de gaz dans les halos nécessaire pour former des étoiles (voir Yepes et al. 1997 et Scannapieco et al. 2006). Ces deux effets de rétroactions négatives ont été étudiés de manière isolée par de nombreux auteurs (voir Tassis et al. 2003, Fujita et al. 2004, Greif et al. 2007, Whalen et al. 2008, Wise & Abel 2008, Dalla Vecchia & Schaye 2008 et Tasker & Bryan 2008). Récemment quelques études se sont penchées sur la connexion entre ces deux effets (voir Kitayama & Yoshida 2005, Pawlik & Schaye 2009 et Finlator et al. 2011).

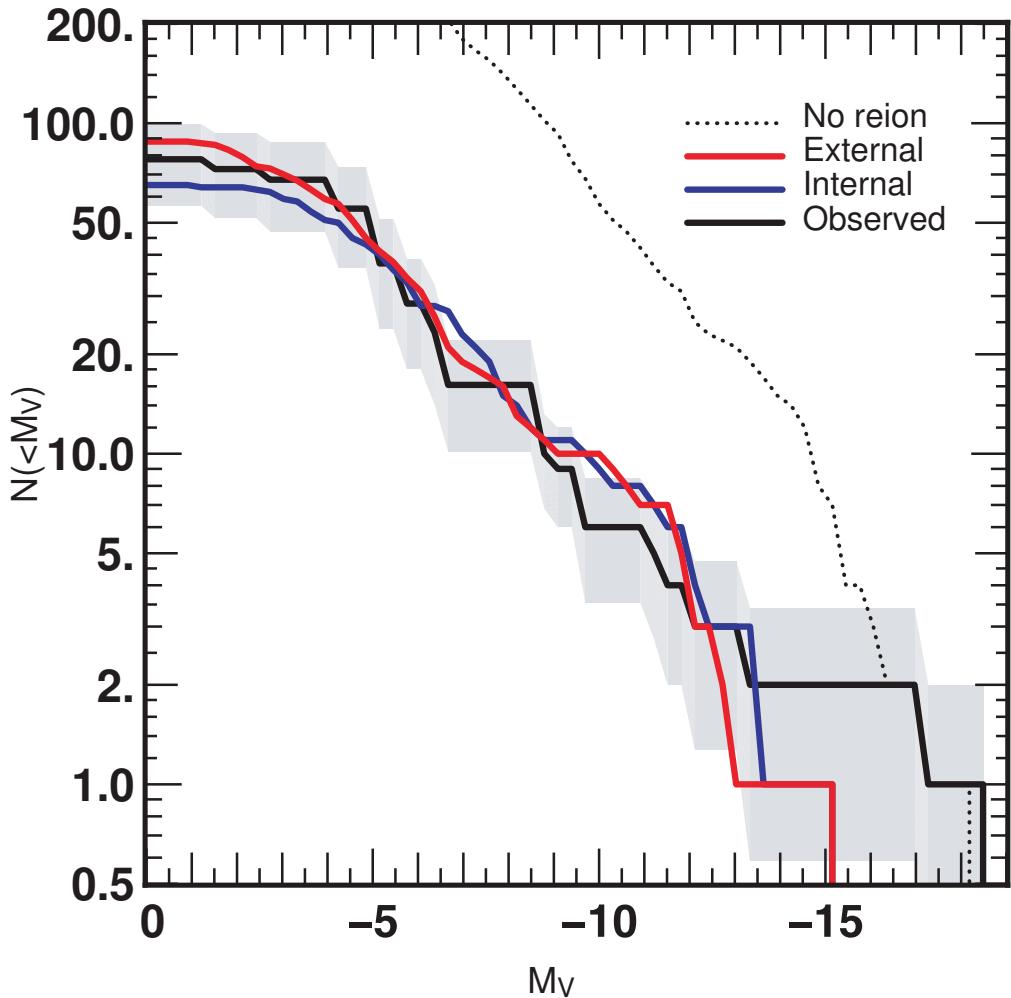


FIG. 1.10 – Fonction de luminosité cumulatif du nombre de satellites de la Voie Lactée. La figure est extraite de Ocvirk & Aubert (2011) et montre la fonction de luminosité observée et celle issue de modèles prenant en compte différent scenarii de l'histoire de réionisation de notre galaxie. La courbe en pointillés présente le cas sans tenir compte de la réionisation qui ne reproduit pas les observations.

Par exemple, Finlator et al. (2011) ont mis en évidence que la prise en compte de l’explosion des supernovae en présence d’un fond UV préalablement établi aurait tendance à supprimer localement l’influence du fond UV dans les halos de faible masse ($M < 10^9 M_{\odot}$), ce qui aurait tendance à faire diminuer la suppression locale de la formation stellaire. Au contraire, dans les halos avec $M \geq 10^9 M_{\odot}$, la prise en compte de l’effet des supernovae en présence d’un fond UV aurait tendance à amplifier cet effet de suppression de la formation stellaire. Pour résumer la figure 1.11 extraite de Finlator et al. (2011) montre l’évolution du coefficient d’amplification de la suppression de formation stellaire due aux supernovae en présence d’un fond UV calculée en fonction de la masse des halos à trois redshifts distincts. La figure montre bien un effet de suppression de la suppression de formation d’étoiles pour les halos de petite masse (coefficient d’amplification < 1) et un effet contraire pour les halos de masse élevée (coefficient d’amplification > 1). Il apparaît donc qu’une bonne connaissance de la mise en place du fond UV durant la période de réionisation doit être établie en vue de quantifier ces effets et leurs impacts sur la formation des galaxies.

1.2 Observer la réionisation

Deux types d’observations principales permettent de statuer sur l’existence de la période de réionisation de l’Univers. D’une part, l’observation de forêts Lyman alpha dans les spectres des quasars à haut redshift témoigne du fait que du gaz neutre était présent en grande quantité à des redshift supérieurs à six. D’autre part, l’observation de fluctuations dans les anisotropies de la carte de température du CMB montre que les photons émis à la recombinaisons ont été diffusés par les électrons du plasma généré lors de la période de réionisation. Dans cette section, il sera donc fait une explication de ces deux preuves observationnelles de la période de réionisation ainsi qu’un détail des observations à venir pour cartographier l’hydrogène neutre à cette époque.

1.2.1 Le spectre des quasars à haut redshift

Premièrement, l’observation de raies d’absorptions de la raie Lyman alpha de l’hydrogène dans les spectres des quasars nous renseigne sur l’existence de nuages d’hydrogène neutre le long de la ligne de visée (Se référer à Rauch 1998 pour une revue complète). Pour des quasars proches (à des redshifts inférieurs à six), l’hydrogène résiduel le long de la ligne de visée absorbe les photons Lyman alpha au redshift considéré, ce qui se traduit par des raies en absorptions dans le spectre observé aujourd’hui. Plus il y a de nuages d’hydrogène neutre le long de la ligne de visée, plus le nombre de ces raies est important. L’observation d’une multitude de raies en absorption à reçu l’appellation de la forêt Lyman alpha

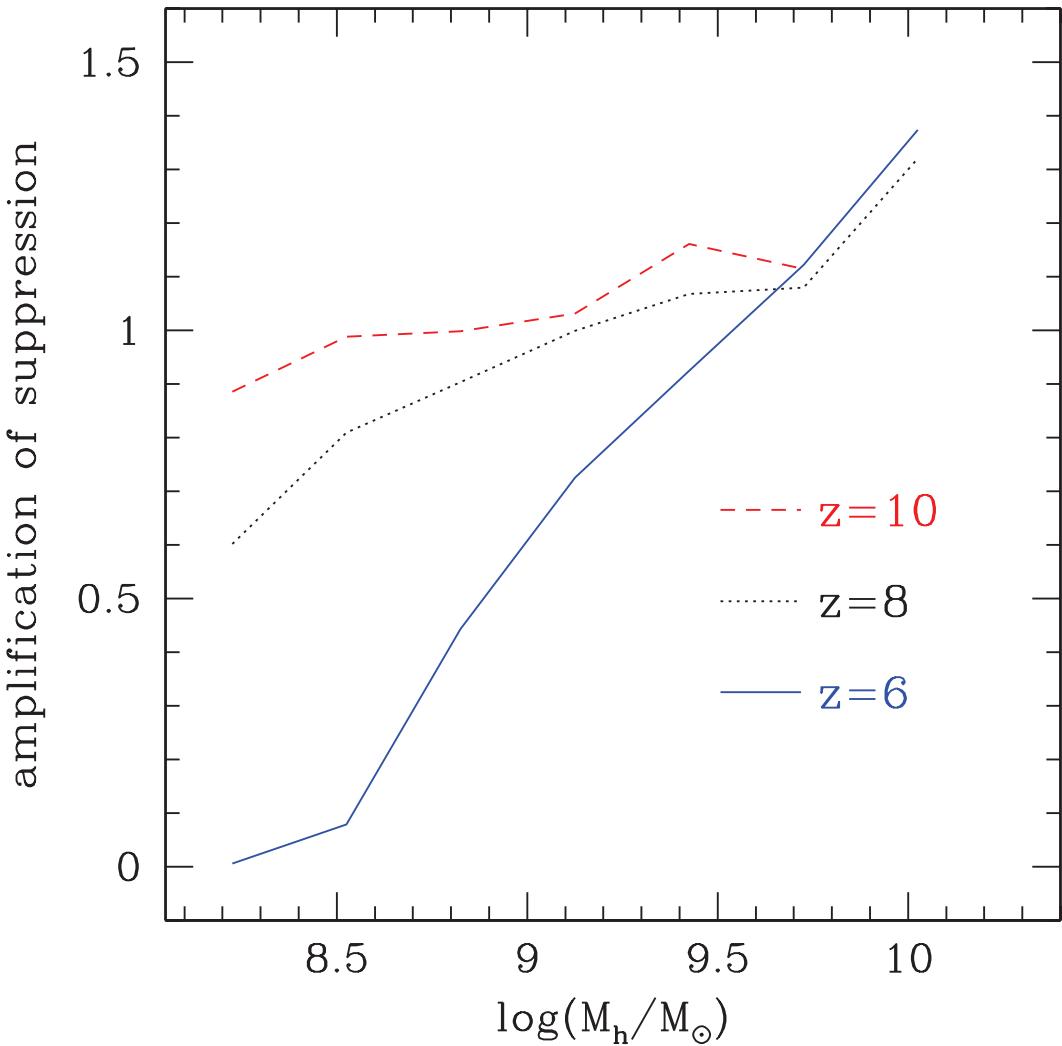


FIG. 1.11 – Evolution du coefficient d'amplification de la suppression de formation stellaire aux supernovae en présence d'un fond UV dans les halos en fonction de leurs masses. La figure est extraite de Finlator et al. (2011) et montre l'évolution de cette amplification à trois redshifts différents.

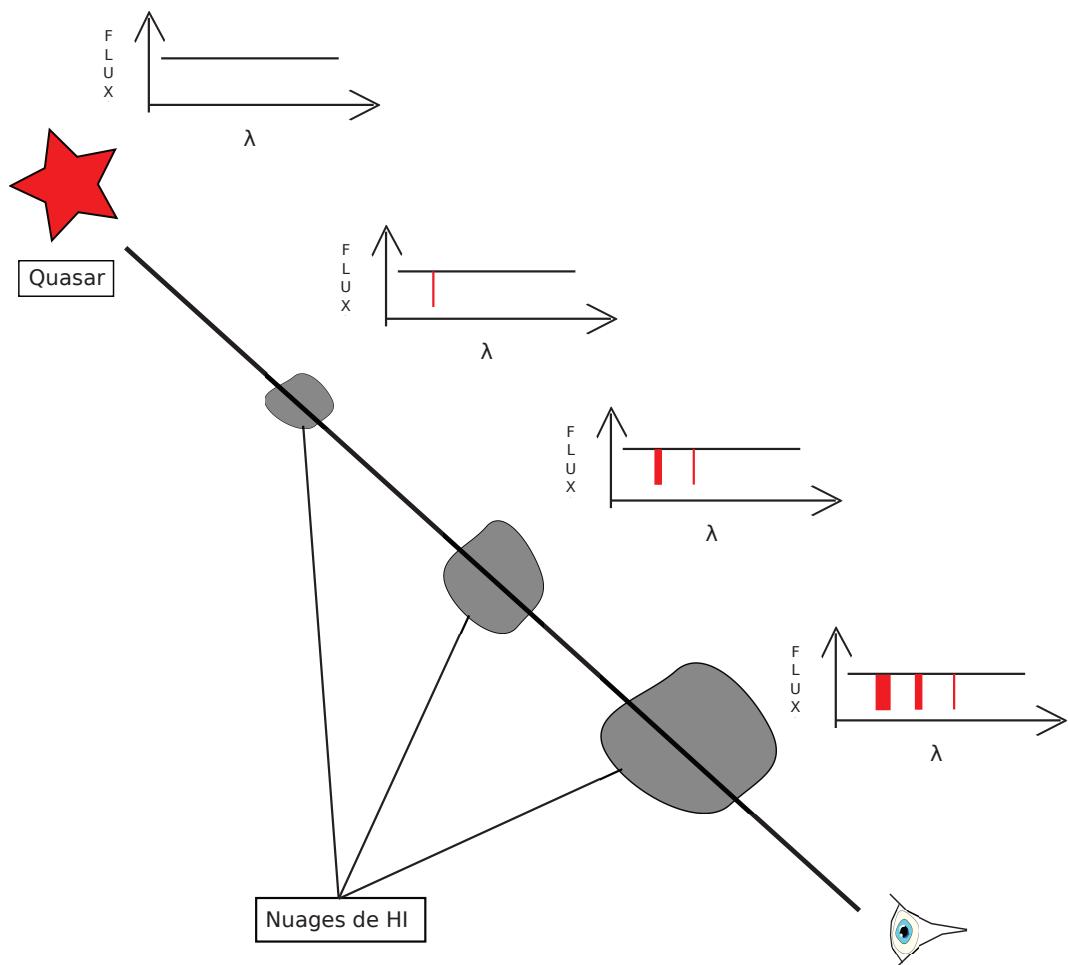


FIG. 1.12 – Illustration de l'effet Gunn-Peterson : le spectre des quasars à haut redshift est décalé vers le rouge le long de son parcours sur une ligne de visée. Dès qu'un nuage d'hydrogène neutre est rencontré sur la ligne de visée, il y a absorption des photons avec une longueur d'onde égale à celle de la raie Ly α .

dans le spectre des quasars. La raie Lyman alpha à une longueur d'onde de $\lambda \sim 121.6$ nm dans une référentiel au repos. A partir de la mesure de la valeur de la longueur d'onde d'absorption il est possible de remonter aux redshifts auxquels sont présent les nuages d'hydrogène responsables de l'absorption par le biais de la formule suivante :

$$z = \frac{\lambda_{obs}}{121.5} - 1 \quad (1.27)$$

où λ_{obs} représente la longueur d'onde de la raie d'absorption dans le spectre observé aujourd'hui. Un schéma illustratif d'un tel effet est donné en figure 1.12. Pour des quasars situés à des redshifts supérieur à six, le spectre présente un “tunnel” d'absorption complet (voir Becker et al. 2001). Cet effet est connu sous l'appellation d'effet Gunn-Peterson (Gunn & Peterson 1965) Cela témoigne du changement drastique du statut d'ionisation de l'Univers à $z \sim 6$ avec un Univers encore neutre pour des redshifts plus élevés et un Univers complètement ionisé pour des redshifts inférieurs. Un exemple de plusieurs spectres de quasars à hauts redshifts (entre $5.74 < z < 6.42$) est donné en figure 1.13 (voir Fan et al. 2006). Pour $z < 6$ on note l'observation d'un flux transmis, ce qui reflète l'existence d'un milieu majoritairement ionisé. Pour des quasars situés à $z > 6$ on observe un “tunnel” d'absorption complet au delà de $z \sim 6$.

L'effet Gunn-Peterson ne permet que d'appréhender les derniers stades de la période de réionisation. En effet pour une valeur de la fraction d'hydrogène neutre :

$$\langle f_{HI} \rangle_V = n_{HI}/n_H \geq 10^{-4} \quad (1.28)$$

le “tunnel” d'absorption observé dans les spectres devient totalement ‘noir’ et ne permet pas de statuer sur la géométrie sous-jacente du processus de réionisation. En figure 1.14, on représente l'évolution de la fraction d'hydrogène neutre calculée à partir des 19 spectres de quasars de la figure 1.13. A partir de l'estimation de la profondeur optique Gunn-Peterson (voir Gunn & Peterson 1965) pour les transitions Ly α , Ly β et Ly γ obtenues à partir des spectres et du modèle de photo-ionisation de Miralda-Escudé et al. 2000, Fan et al. 2006 ont pu calculer l'évolution de cette fraction $\langle f_{HI} \rangle_V$. On observe que $\langle f_{HI} \rangle_V$ tombe très rapidement en dessous de 10^{-4} aux alentours de $z \sim 6$.

1.2.2 La diffusion des photons du CMB

Une deuxième preuve observationnelle de la période de réionisation de l'Univers réside dans l'observation de la diffusion des photons du CMB par les électrons relâchés durant cette période. Les photons émis lors de la recombi-

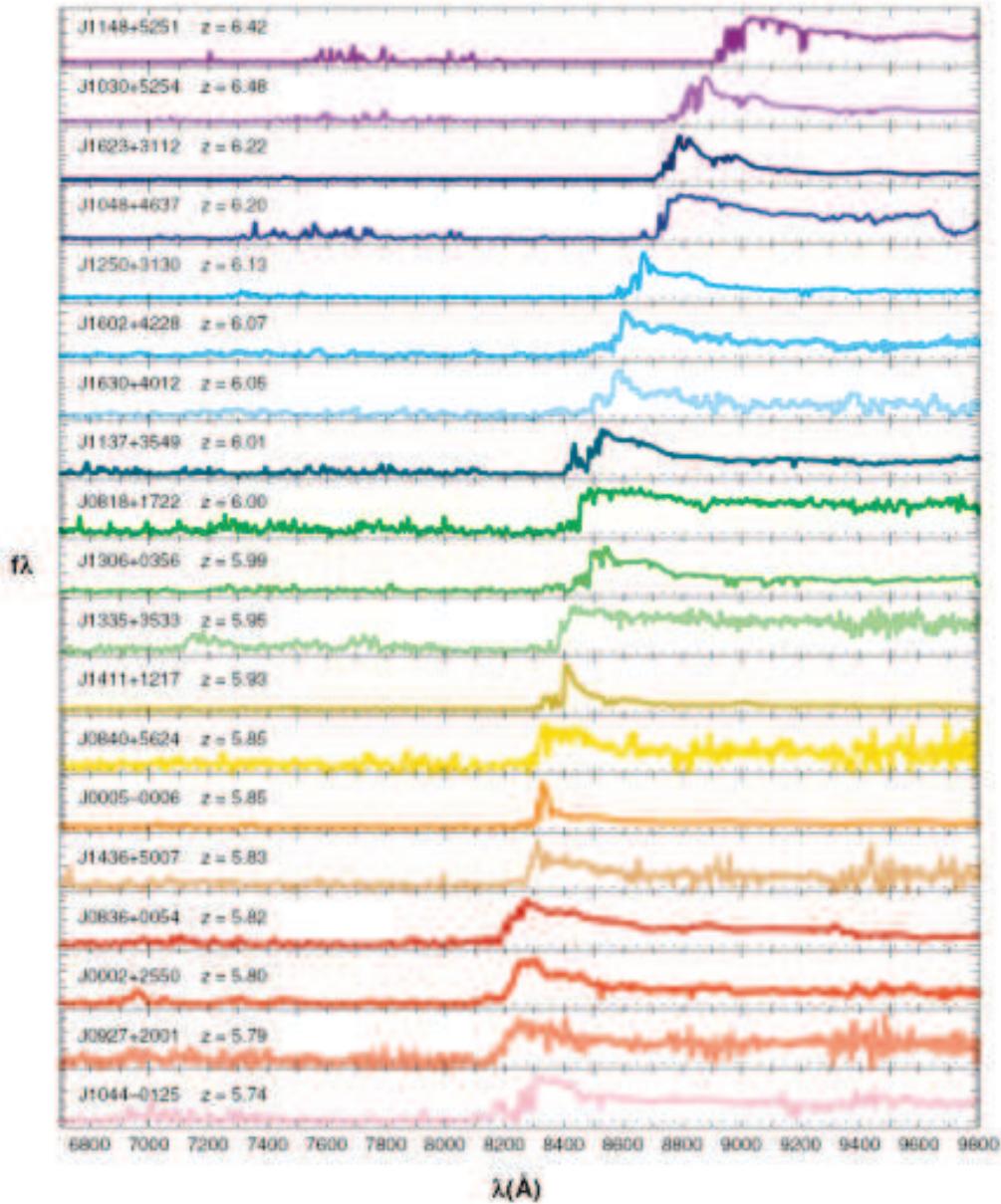


FIG. 1.13 – Spectres d’un échantillon de 19 quasars à des redshifts entre $5.74 < z < 6.42$ obtenus avec le relevé SDSS. La figure est extraite de Fan et al. (2006). Plus le quasar est observé à haut redshift, plus la fraction de lumière transmise dans le spectre diminue et plus le “tunnel” d’absorption est large.

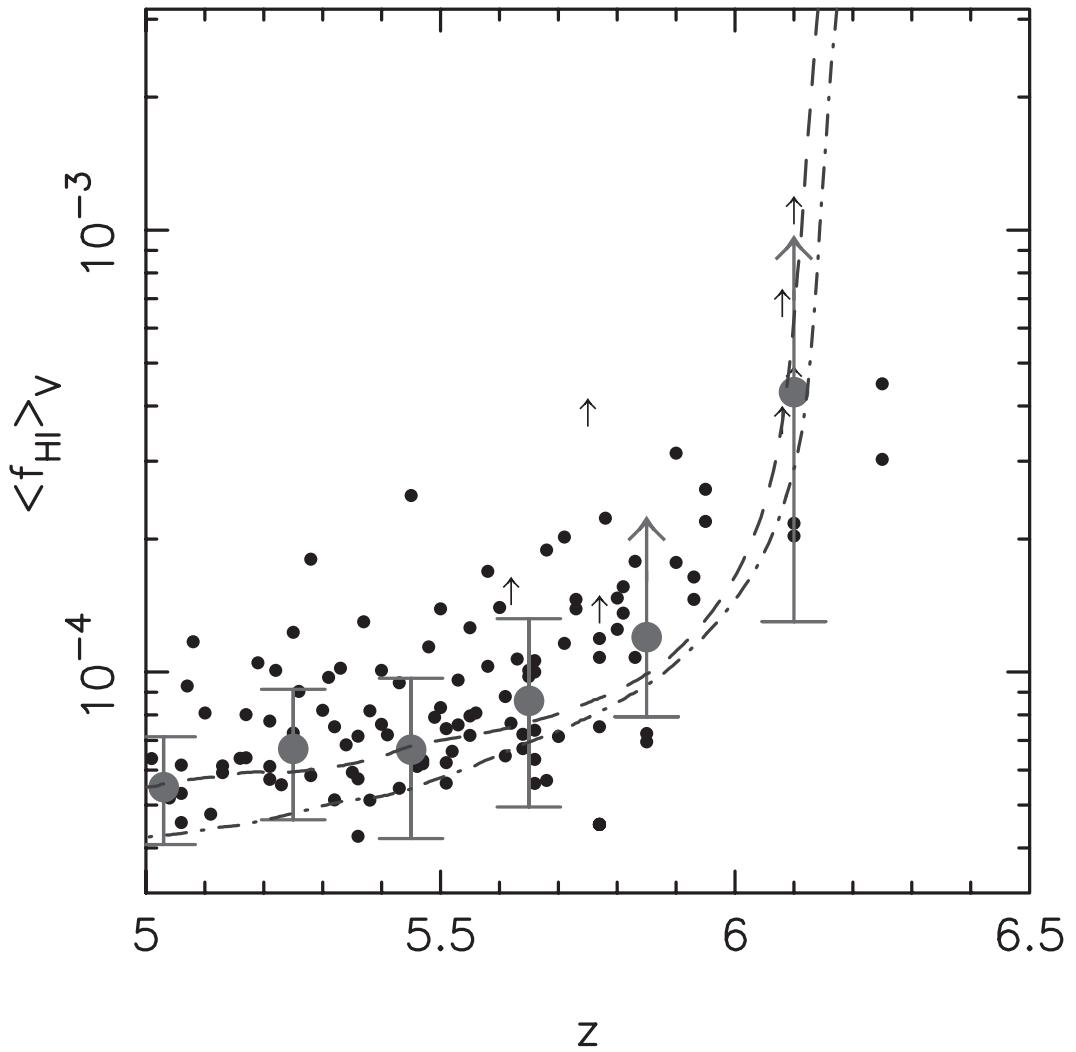


FIG. 1.14 – Evolution de la fraction d’hydrogène $\langle f_{\text{HI}} \rangle_V$ neutre pondérée en volume estimée à partir des 19 spectres de quasars montrés en figure 1.13 (cercle). La figure est extraite de Fan et al. (2006). Les lignes en tirets et pointillés-tirets représentent les résultats d’une simulation faite par Gnedin (2004) avec respectivement une taille de boîte de 4 et 8 Mpc/h.

naison présentent une énergie d'autant plus faible que leur redshift d'observation diminue. Ils sont donc sujet à la diffusion Thompson avec les électrons du plasma générés durant cette période. Il en ressort l'observation d'un flux polarisé aux échelles angulaires $\leq 10^\circ$ dans la carte du CMB (voir Zaldarriaga et al. 1997, Hu & White 1997, Kaplinghat et al. 2003 et Komatsu et al. 2009). De plus, ces diffusions sont également à l'origine d'anisotropies secondaires qui ont pour action principales de lisser les anisotropies primaires aux petites échelles angulaires $\leq 0.1^\circ$ dans la carte de température du CMB. Une quantité qui permet de contraindre ces deux effets réside dans l'étude de la profondeur optique Thompson :

$$\tau(z) = c\sigma_t \int_z^0 n_e(z) \frac{dt}{dz} dz \quad (1.29)$$

où σ_t est la section efficace Thompson de l'électron, $n_e(z) = \langle x(z) \rangle n_H(z)$ est la densité d'électrons relâchés par les atomes d'hydrogène ionisés au redshift z . L'étude de τ entreprise avec WMAP-5 tend en faveur d'un redshift de réionisation de $z \sim 11$ avec $\tau = 0.087 \pm 0.017$ (Voir Komatsu et al. 2009) en assumant une réionisation instantanée. Ce résultat est en désaccord avec les analyses de l'effet Gunn-Peterson présentées dans la section précédente et même les dernières mesures menées par le satellite Planck ont mesuré une profondeur optique Thompson de $\tau = 0.089 \pm 0.032$ (voir Planck Collaboration et al. 2013), ce qui est significativement supérieur à ce qui serait obtenu pour une réionisation à $z=6$. En revanche ces résultats restent consistants avec les derniers résultats de WMAP-9 avec $\tau = 0.089 \pm 0.014$ (voir Bennett et al. 2012) qui tendent en faveur d'un redshift de réionisation de $z = 10.1 \pm 1.0$. A l'heure actuelle les simulations rendent difficilement compte de la valeur de la profondeur optique observée et tendance à la sous-estimer avec des valeurs typiques de $\tau \sim 0.05 - 0.06$ (voir Baek et al. 2010, Aubert & Teyssier 2010 et Finlator et al. 2011 par exemple). En revanche, l'étude de Ahn et al. (2012) a récemment permis de montrer que la prise en compte de l'influence des mini-halos a pour conséquence d'augmenter la durée de la période de réionisation, ce qui aurait pour effet d'augmenter la valeur de τ et donc de se rapprocher de la valeur observée.

1.2.3 La raie à 21 cm de l'hydrogène neutre

L'avènement de la future génération d'interféromètres avec l'étude de la raie à 21 cm (voir Scott & Rees 1990, Madau et al. 1997 et Furlanetto et al. 2006b) apporte la promesse d'une meilleure compréhension du déroulement de la période de réionisation. L'instrument GMRT¹ a déjà permis de faire une mesure de la borne supérieure du spectre de puissance de la raie à 21 cm à un

¹<http://gmrt.ncra.tifr.res.in/>



FIG. 1.15 – Exemple de stations LOFAR (Le LOFAR ‘superterp’) : six stations sont représentées situées à coté du village de Exloo au Pays-Bas. Crédit : Top-Foto, Assen.

redshift de l’ordre de $z \sim 9$ (voir Paciga et al. 2011). Un instrument comme LOFAR permettra de mesurer la fraction d’hydrogène neutre en fonction du redshift durant la période de réionisation avec une résolution de l’ordre de la minute d’arc. D’autre part, un instrument comme SKA permettra de faire une cartographie précise de la distribution d’hydrogène neutre à cette époque par le biais de l’étude de cette raie.

LOFAR est un ensemble de 50 000 antennes regroupées dans 48 stations sur 5 pays européens. 40 antennes sont situées aux Pays-Bas, 5 en Allemagne, une en France, une en Grande-Bretagne et une en Suède. LOFAR aura pour but, entre autres, de mesurer avec la raie à 21 cm la fraction de gaz neutre dans l’Univers en fonction du redshift avec une résolution de l’ordre de la minute d’arc. Les données seront obtenues sur des champs de vue de plusieurs degrés carrés et sur une gamme de fréquence de ~ 115 à ~ 180 MHz (soit des redshifts entre 11.5 et 6.7). En figure 1.15, on montre une vue d’un des sites de LOFAR au Pays-Bas.

SKA (Square Kilometre Array), est un radiotélescope qui aura une surface collectrice d’environ un kilomètre carré. Sa construction débutera en 2016 avec

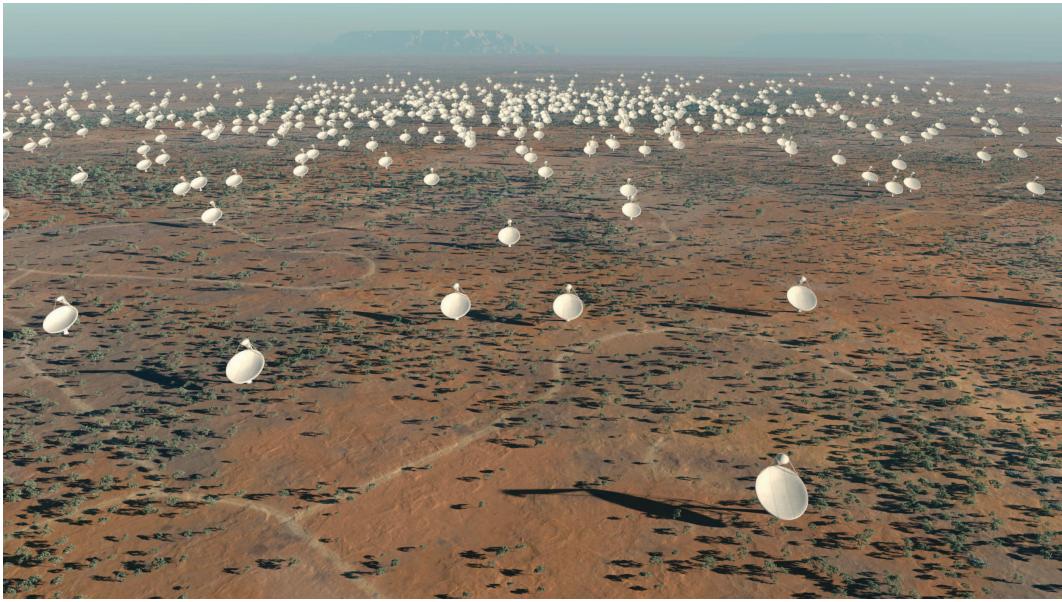


FIG. 1.16 – Vue d’artiste des antennes SKA. Crédit : SKA Organisation/TDP/-DRAO/Swinburne Astronomy Productions.

les premières observations prévues en 2019 et il devrait être complètement opérationnel en 2024. Le cœur du site se trouvera en Afrique du Sud avec 2/3 des antennes et le tiers restant sera localisé en Australie et Nouvelle Zélande. Avec la puissance de l’interférométrie et des quelques milliers d’antennes séparées d’une distance de plus de 3000 kilomètres, SKA permettra d’atteindre une sensibilité et une résolution angulaire jamais atteinte avec $\sim 40 - 2$ mas à 0.5 - 10 GHz et une sensibilité < 50 nJy/canal pour huit heures d’intégration avec une bande passante de 500 MHz. Cela permettra de faire la tomographie de la distribution spatiale de l’hydrogène neutre durant la période de réionisation. En figure 1.16, on montre une vue d’artiste des antennes SKA qui cartographieront la densité d’hydrogène neutre durant la période de réionisation de l’Univers.

La raie à 21 cm de l’hydrogène est due à la transition atomique entre les deux sous niveaux de la structure hyperfine du niveau fondamental de l’atome d’hydrogène. Cette transition entre rapidement en équilibre avec les photons du CMB et doit donc être découpée du CMB par certains mécanismes afin de présenter une température différente de celle des photons du CMB. Un tel découplage peut se produire avec des collisions avec d’autres atomes d’hydrogène ou des électrons libres (voir Purcell & Field 1956, Field 1959, Allison & Dalgarno 1969 et Zygelman 2005) ou bien par pompage Ly α (voir Wouthuysen 1952, Field 1959, Chuzhoy & Shapiro 2006 et Hirata 2006). La différence de température de brillance δT_b de la raie à 21 cm par rapport au CMB est calculée comme ceci :

$$\delta T_b = \frac{T_S - T_{CMB}}{1+z} (1 - e^{-\tau}) \quad (1.30)$$

où T_{CMB} est la température du CMB au redshift z , T_S est la température de spin (voir Morales & Hewitt 2004 et Shapiro et al. 2006) de l'hydrogène neutre et τ est la profondeur optique de la raie à 21 cm telle que (voir Iliev et al. 2002) :

$$\tau(z) = \frac{3\lambda_0^3 A_{10} T_* n_{HI}(z)}{32\pi T_S H(z)} = \frac{0.28}{T_S} \left(\frac{1+z}{10} \right)^{3/2} (1+\delta) \quad (1.31)$$

avec $\lambda_0 = 21.16$ cm la longueur d'onde de la raie au repos, $A_{10} = 2.85 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ est le coefficient A d'Einstein, $T_* = 0.068 \text{ K}$ est la température correspondante à la différence d'énergie entre les deux niveaux, $1+\delta = \rho_{HI} / \langle \rho_H \rangle$ est la densité moyenne d'hydrogène neutre en unité de la densité moyenne d'hydrogène au redshift z . Enfin, $H(z)$ représente la valeur de la constante de Hubble au redshift z .

En figure 1.17, on donne une représentation de l'évolution de la brillance de la raie à 21 cm moyennée sur tout le ciel des âges sombre (à $z = 200$) jusqu'à la fin de la période de réionisation un peu avant $z = 6$. Cette figure est extraite de Pritchard & Loeb (2012) et montre une prédition quant à la forme du signal. Elle est susceptible d'évoluer à la vue des incertitudes de notre savoir actuel relatif aux propriétés des premières galaxies. Les principaux facteurs entrant en jeu dans l'évolution de la brillance de la raie à 21 cm sont le couplage collisionnel du CMB et du gaz entre des redshifts de $200 \leq z \leq 1100$ qui résulterait en un signal indétectable ($\bar{T}_b = 0$). Ensuite, la combinaison du refroidissement adiabatique du gaz pour $40 \leq z \leq 200$ et du couplage collisionnel entraînerait un signal en absorption ($\bar{T}_b < 0$). Ensuite, l'expansion de l'Univers ferait décroître la densité du gaz de telle manière que le couplage collisionnel devienne inefficace menant à un signal indétectable ($\bar{T}_b = 0$). L'apparition des premières sources associée à une émission de photons X et Ly α mènerait d'abord à un régime où la température de spin de la raie à 21 cm serait couplée au gaz froid à cause des multiples diffusions des photons Ly α , ce qui résulterait en un signal vu en absorption ($\bar{T}_b < 0$). Ensuite, une fois que le chauffage devient significatif du fait de l'émission X, cela permettrait d'accroître la valeur de \bar{T}_b jusqu'à un signal en émission ($\bar{T}_b > 0$). Finalement, durant la période de réionisation, la croissance de régions HII accompagnée de la diminution de la fraction d'hydrogène neutre entraînerait alors une diminution progressive du signal en émission jusqu'à $\bar{T}_b = 0$ en fin de réionisation.

Enfin, on peut noter que le télescope spatial JWST ² permettra d'étudier la période entière de réionisation du moment où les premières sources se forment

²<http://www.jwst.nasa.gov/>

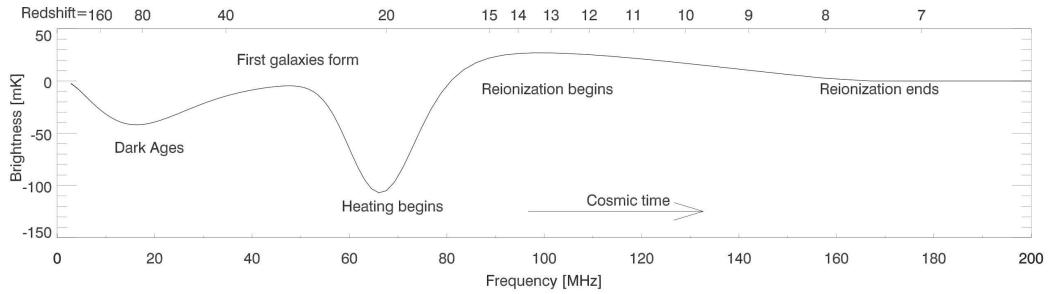


FIG. 1.17 – Evolution de la brillance de la raie à 21 cm moyennée sur tout le ciel des âges sombre (à $z = 200$) jusqu'à la fin de la période de réionisation un peu avant $z = 6$. La ligne solide indique l'évolution du signal tandis que la ligne en tirets donne pour référence la valeur $T_b = 0$. La figure est extraite de Pritchard & Loeb (2012).

jusqu'à la fin à $z \sim 6$. Il permettra en effet de détecter les premiers objets qui forment des étoiles et pourra calculer leurs fonctions de luminosité et leurs évolutions. Pour cela, des magnitudes $AB \geq 31$ mag devront être atteintes ainsi qu'une gamme de longueur d'onde entre $0.7 - 28 \mu\text{m}$ ce qui permettra de couvrir les breaks Lyman jusqu'aux breaks Balmer à $z \geq 6 - 20$ (voir Windhorst et al. 2006).

En attendant les premiers résultats observationnels, la communauté s'est attelée à l'étude de simulations numériques du phénomène de réionisation en vue de faire des comparaisons directes avec les futurs résultats observationnels. Les différentes techniques de simulations feront l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 2

Des simulations de la période de réionisation

De telles innocences dans de telles ténèbres, une telle pureté dans un tel embrassement, ces anticipations sur le ciel ne sont possibles qu'à l'enfance, et aucune immensité n'approche de cette grandeur des petits.

Victor HUGO

Ce chapitre a pour vocation de dresser un portrait de l'état de l'art actuel en ce qui concerne l'étude numérique de la période de réionisation de l'Univers. Dans un premier temps il sera fait mention des techniques dites analytiques et semi-analytiques qui ont l'avantage d'être peu coûteuses en temps de calcul. Dans un second temps, les différentes techniques de simulations de la réionisation seront présentées. Après une présentation du code de transfert du rayonnement utilisé dans le cadre de cette thèse, il sera fait un résumé des différentes techniques d'analyses des simulations utilisées pour contraindre l'étude de cette période encore mal connue de l'histoire de l'Univers.

2.1 Les modèles analytiques et les simulations

Dans un premier temps, il sera présenté les deux types d'approches utilisées à l'heure actuelle pour étudier la réionisation : les modèles analytiques et les simulations. Dans les deux cas, l'évolution du champ de matière noire est entreprise ainsi que le suivi de l'évolution de l'hydrodynamique du gaz et de la formation stellaire associée. Enfin, il est fait un traitement de la propagation

des photons ionisants générés par ces sources ionisantes.

2.1.1 Modèles analytiques et semi-analytiques

Un première approche pour l'étude de la période de réionisation de l'Univers réside dans l'utilisation de techniques dites analytiques (dont une représentation schématique est donnée en figure 2.1). De nombreuses études (voir Madau et al. 1999, Valageas & Silk 1999, Chiu & Ostriker 2000, Furlanetto et al. 2004b, Benson et al. 2006 et Choudhury et al. 2009 parmi d'autres) se sont basées sur l'utilisation de telles prescriptions en regard de leur rapidité comparées aux simulations (voir Baugh 2006 pour une revue sur les modèles analytiques de formation des galaxies).

Ces modèles se basent sur l'utilisation de la prescription de Press-Schechter étendue (the extended Press-Schechter theory) (voir Peacock & Heavens 1990, Bond et al. 1991, Bower 1991, Lacey & Cole 1993, Jedamzik 1995, Yano et al. 1996 et Nagashima 2001). Cette prescription est une extension de la théorie originelle de Press-Schechter expliquée en section 1.1.2 qui permet de calculer la probabilité $P(M_2, z_2 | M_1, z_1)$ qu'un halo de masse donnée M_1 à un redshift z_1 ait une masse donnée M_2 à un redshift z_2 . Ce formalisme élégant permet donc d'obtenir rapidement un suivi de la formation des galaxies au cours du temps sans utiliser de simulations et arrive de manière très satisfaisante à reproduire les résultats issus des simulations numériques N-corps (voir Efstathiou et al. 1988, Lacey & Cole 1994, Gross et al. 1998, Governato et al. 1999 et Somerville et al. 2000). En pratique, un arbre de fusion des halos de matière noire est obtenu et sert de 'graine' pour étudier la formation de sources ionisantes au cours du temps. D'autres modèles, appelés modèles semi-analytiques, utilisent plutôt l'évolution du champ de halos de matière noire directement extrait de simulations pour suivre l'évolution du champ de densité et de sources (voir Zahn et al. 2005, Zahn et al. 2007, Alvarez et al. 2009, Choudhury et al. 2009, Thomas et al. 2009 et Zahn et al. 2011). Ces prescriptions permettent en particulier d'obtenir et de suivre l'évolution de la position des différents halos dans l'espace, ce que les modèles purement analytiques ne permettent pas.

Les modèles analytiques (ou semi-analytiques) ont ensuite pour vocation de faire le suivi de l'évolution du statut d'ionisation du gaz. Certains modèles se focalisent uniquement sur le traitement de l'ionisation de l'hydrogène (voir Zahn et al. 2007, Mesinger & Furlanetto 2007, Zahn et al. 2011, Mesinger et al. 2011,) tandis que d'autres incluent un traitement de l'ionisation de l'hélium (voir Gleser et al. 2005, Furlanetto & Oh 2008a, Furlanetto & Oh 2008b et Furlanetto 2009 par exemple). L'objectif est d'assigner une luminosité ionisantes aux différentes sources. Selon les modèles, sont adoptées des recettes pour la fraction d'échappement des photons ionisant f_{escape} et pour le nombre de recombinaison des atomes ionisés n_{rec} qui sont les deux paramètres cruciaux

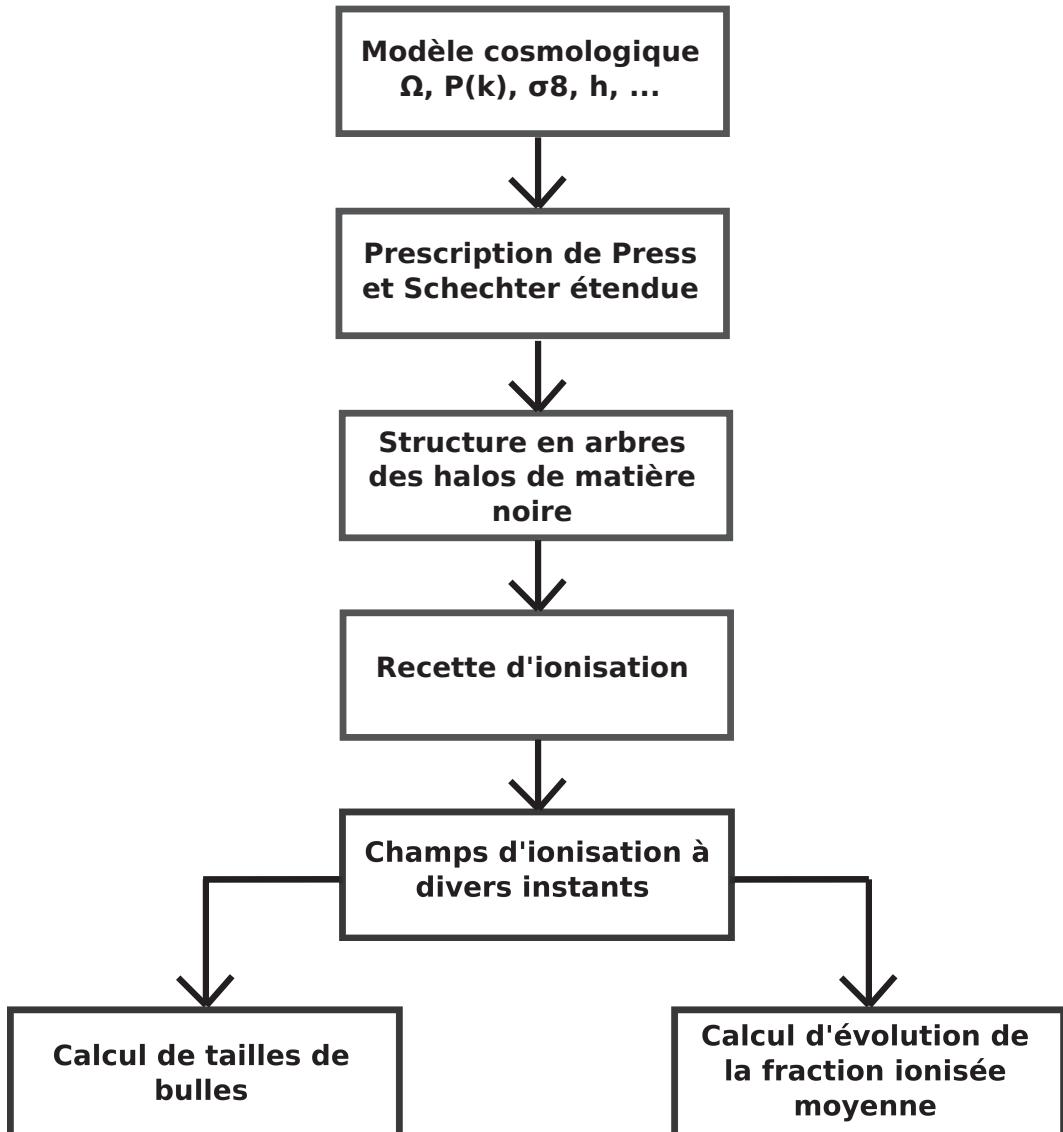


FIG. 2.1 – Vue schématique d'une modélisation analytique du processus de réionisation de l'Univers.

à prendre en compte dans ce type d'étude. De tels travaux (voir Furlanetto et al. 2004b, Zahn et al. 2005, Mesinger & Furlanetto 2007, Zahn et al. 2007) ont pour vocation de générer des régions HII autour des différents halos de matière noire en vue de faire des études globales comme l'évolution de la fraction ionisée moyenne avec le redshift ou encore des études statistiques sur la taille des régions HII (voir figure 2.2 pour un exemple) à divers instants durant la période de réionisation. L'hypothèse de base est de diviser le milieu en deux composantes distinctes : des régions neutres et des régions ionisées. Dans cette optique la démarche consiste à associer une région HII à chaque galaxie (à chaque halo de matière noire) (voir Barkana 2002 et Loeb et al. 2005) de la manière suivante :

$$m_{\text{ion}} = \xi m_{\text{galaxy}} \quad (2.1)$$

où m_{galaxy} est la masse du halo utilisé comme source, m_{ion} est la masse de gaz ionisé et ξ est un facteur d'efficacité d'ionisation. De tels modèles simplifiés permettent de ne pas tenir compte de toute la physique mise en jeu en invoquant le paramètre ξ dont l'expression est la suivante (voir Furlanetto et al. 2004b) :

$$\xi = \frac{f_{\text{escape}} f_* N_{\gamma/b}}{1 + n_{\text{rec}}} \quad (2.2)$$

avec f_* un paramètre d'efficacité de formation d'étoiles, $N_{\gamma/b}$ le nombre de photons ionisants produits par baryons dans les étoiles et f_{escape} et n_{rec} la fraction d'échappement des photons et le nombre de recombinaisons par atomes ionisés déjà mentionné plus haut. Il est alors possible de générer rapidement une multitude de modèles en vue de tester différentes valeurs de ξ sans prendre en compte toute la physique sous-jacente. Des techniques analytiques plus sophistiquées ont vu le jour avec pour ambition de faire un traitement plus précis de la fraction d'échappement, du taux de recombinaison des atomes, ainsi que de la fusion des différentes régions HII (voir Furlanetto et al. 2004a, Furlanetto et al. 2006a et Furlanetto & Oh 2005).

L'approche analytique ne permet pas en pratique de dégager d'informations sur la géométrie du processus de réionisation. Elle permet de calculer des quantités comme la distribution de la taille des régions HII ou encore le spectre de puissance du champ ionisé. Ces quantités permettent d'avoir une idée du déroulement de la période de réionisation dans sa globalité. En revanche elles ne permettent pas de suivre la position des différents halos dans l'espace. Les modèles semi-analytiques permettent de contourner cette difficulté en utilisant le champ de halos obtenu à partir de simulations N-corps. De plus, les approches analytiques et semi-analytiques souffrent d'approximations pour faire le suivi de la propagation du rayonnement ionisant. En effet, ces modèles échouent à décrire la structure complexe des fronts ionisants

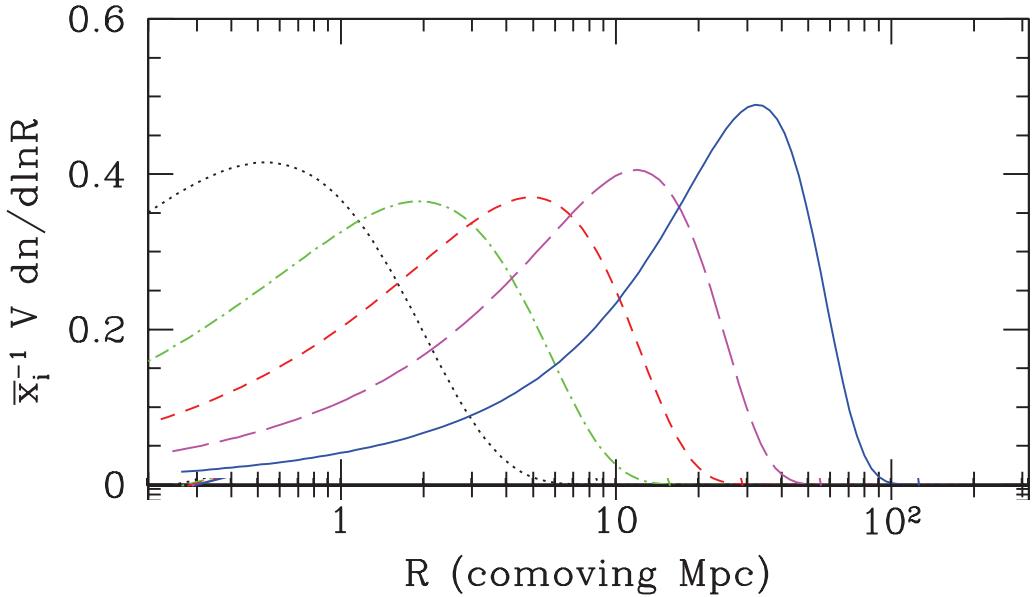


FIG. 2.2 – Exemple de distribution de taille de régions HII obtenue avec un modèle semi-analytique à un redshift de $z = 12$ en fonction du paramètre d’efficacité ξ introduit en équation 2.1. La figure est extraite de Furlanetto & Oh (2005) et montre des distributions obtenues avec $\xi = 10, 20, 30, 40$ et 50 respectivement en noir, vert, rouge, violet et bleu.

comme ils seraient résolus dans des simulations incluant le transfert à haute résolution. De plus, la majorité de ces modèles ne font pas une description précise de la géométrie du gaz qui va servir de cible aux photons ionisants. En effet, l’approximation est faite que le gaz suit la même distribution spatiale que celle de la matière noire. Enfin, les différentes fusions de régions HII ont du mal à être correctement caractérisées (voir Zahn et al. 2007 pour un modèle analytique qui tente de traiter ce problème). En effet, dès que deux régions fusionnent, l’excès de photons ionisants est artificiellement redistribué dans les deux sphères ionisées de manière à faire augmenter leurs rayons. Tous ces points posent les limitations d’une description qui peut être comparée aux simulations où les différents effets mentionnés sont pris en compte de manière naturelle et auto-consistante.

2.1.2 Simulations

Une seconde approche en vue d’étudier la période de réionisation consiste en la simulation numérique du phénomène en incluant les effets de transfert du rayonnement. Depuis maintenant de nombreuses années des études ont été entreprises en vue de simuler l’évolution des grandes structures et de la distri-

bution du gaz au cours du temps. Récemment, les études se sont focalisées sur l'introduction du transfert du rayonnement dans les simulations cosmologiques en vue d'étudier le phénomène de réionisation. Il sera dressé ici un portrait des différentes techniques à prendre en compte pour simuler de manière complète le processus de réionisation de l'Univers. La question de quelles échelles physiques à prendre en compte ainsi que le problème de la résolution des simulations sera également abordée.

2.1.2.1 Les codes N-corps et hydrodynamiques

Pour simuler la période de réionisation de l'Univers, la première étape consiste à faire le suivi de l'agencement des grandes structures de l'Univers au cours du temps. En vue de mener à bien cette première étape, la démarche consiste à utiliser des codes N-corps qui permettent de suivre l'assemblage de la matière noire sous l'action unique de la gravitation. De tels codes ont pour vocation de discréteriser le champ de matière noire dans un volume donné en un nombre N de particules. Or il apparaît qu'une approche naïve devient très coûteuse en temps de calcul dès que le nombre de particules devient élevé, ce qui est particulièrement le cas dans les simulations cosmologiques. En effet le nombre d'interactions et donc le temps de calcul évolue en N^2 , ce qui peut vite devenir un inconvénient. Des techniques plus performantes ont vu le jour et permettent maintenant d'atteindre des vitesses de calculs qui évoluent en $N \log(N)$ (Voir Miller & Prendergast 1968, Hohl & Hockney 1969, Miller 1970, Doroshkevich et al. 1980, Melott 1983, Centrella & Melott 1983, Klypin & Shandarin 1983, White et al. 1983, Bouchet & Kandrup 1985 et Bertschinger 1998 pour une revue sur le sujet). Plusieurs approches existent pour atteindre cette rapidité de calcul comme le ‘Barnes-Hut tree Algorithm’ (voir Appel 1985 et Barnes & Hut 1986), les ‘Particle-Mesh algorithm’ (voir Miller & Prendergast 1968 Hohl & Hockney 1969 et Miller 1970) ou encore les méthodes ‘ P^3M ’ et ‘Adaptive P^3M ’ (voir Efstathiou & Eastwood 1981, Efstathiou et al. 1985, Bertschinger & Gelb 1991 et Martel 1991).

En ce qui concerne l'évolution du gaz deux approches peuvent être discernées pour résoudre les équations hydrodynamiques :

- Une approche Eulérienne où les équations de conservation sont résolues à l'interface des cellules d'une grille.
- Une approche Lagrangienne où le fluide est discréterisé en particules dont on suit la trajectoire.

L'approche Eulérienne (voir Sod 1985 et LeVeque 1992 pour des revues sur ces méthodes) ont été utilisées depuis longtemps pour résoudre numériquement les équations fluides (voir Richtmeyer & Morton 1967). Les premières utilisations pour les simulations cosmologiques remontent aux années quatre vingt dix (voir Cen et al. 1990, Ryu et al. 1990, Yuan et al. 1991, Cen 1992, Stone

& Norman 1992 et Anninos & Norman 1994). Ces méthodes permettent de résoudre les équations hydrodynamiques dans leur formes conservatives et de mettre à jour les flux (de masse, de moment et d'énergie) aux interfaces des cellules afin d'évaluer l'évolution locale des quantités concernées. Les méthodes sur grilles fixes souffrent néanmoins de limite de résolution spatiales qui sont liées à la taille fixe des cellules qui reste constante durant toute la simulation. Une alternative aux grilles fixes réside dans l'utilisation de techniques dites AMR (Adaptative Mesh Refinement) (voir Anninos & Norman 1994, Gnedin 1995, Kravtsov et al. 1997 et Teyssier 2002 par exemple). Dans ce genre de techniques, des grilles raffinées sont ajoutées ou enlevées dynamiquement au cours de la simulation aux endroits d'intérêts. Cela permet d'accroître la résolution des lieux de sur-densités comme les zones de formation stellaire. A l'inverse, cela permet de dégrader la résolution dans les zones sous-denses comme les vides cosmiques.

L'approche Lagrangienne se base en très grande majorité sur des codes dit SPH (pour Smooth Particle Hydrodynamics) (voir Lucy 1977 et Gingold & Monaghan 1977 et Monaghan 1992 pour une revue sur le sujet) pour simuler les écoulements de fluides. Les variables décrivant le fluide (comme la densité, la vitesse, la température, etc ...) sont suivies en utilisant des particules de masse fixe représentant des éléments de fluide. Cette technique peut être vue comme une extension des codes N-corps, ce qui les rend relativement facile à ajouter à des simulations cosmologiques de l'agencement des grandes structures. Ainsi, une multitude de codes SPH ont vu le jour dans le cadre de simulations cosmologiques (voir Evrard 1988, Hernquist & Katz 1989, Thomas & Couchman 1992, Steinmetz & Mueller 1993, Couchman et al. 1995, Serna et al. 1996, Shapiro et al. 1996, Steinmetz 1996, Tissera et al. 1997, Pearce & Couchman 1997, Dave et al. 1997, Nakasato et al. 1997, Springel et al. 2001 et Springel 2005). Contrairement à l'approche Eulérienne sur grille fixe, cette approche est naturellement adaptative en terme de résolution. En effet, chaque particule présente un rayon d'action qui est défini par rapport à la distance avec ses particules voisines. Il en résulte que plus les régions vont être denses, plus les particules vont être proches les unes des autres, ce qui a pour effet de naturellement augmenter la résolution spatiale dans les régions d'intérêt. Au contraire les régions correspondant aux vides cosmiques vont naturellement être déficitaire en nombres de particules pour décrire le fluide et présenter un échantillonnage plus grossier.

2.1.2.2 Les codes de transfert du rayonnement

Les codes de transfert du rayonnement sont depuis peu utilisés de façon commune dans les simulations cosmologiques et ont pour vocation de faire le suivi des interactions des photons avec le milieu dans lequel ils se propagent. Avant l'avènement de ces codes, le rayonnement UV était décrit par l'évolution

au cours du temps d'un fond UV uniforme (voir Haardt & Madau 1996 et Katz et al. 1996). De manière plus précise, les codes de transfert radiatif ont pour ambition de prendre en considération les phénomènes d'émission, absorption et diffusion des photons. Trois types principaux de codes de transfert existent à l'heure actuelle (Voir Trac & Gnedin 2011 pour un résumé plus complet et Iliev et al. 2006a et Iliev et al. 2009 pour une comparaison entre ces différents codes) :

- Les méthodes aux moments.
- Les méthodes Monte Carlo.
- Les méthodes de tracé de rayons (Ray-tracing).

Les méthodes aux moments sont des approches qui considèrent les photons comme un fluide de rayonnement. Elles s'appuient sur la résolution d'une hiérarchie d'équations de conservation avec une relation de fermeture. Certaines implémentations de cette méthode utilisent une équation ayant la forme d'une équation d'état qui fait intervenir ce qu'on appelle le tenseur d'Eddington qui caractérise la géométrie locale du rayonnement et la pression de radiation (voir Aubert & Teyssier 2008 dont la méthode est présentée en section 2.1.2.4). De nombreuses implémentations de ce type d'approche ont été faites (voir Gnedin & Abel 2001, González et al. 2007, Aubert & Teyssier 2008, Petkova & Springel 2009 et Finlator et al. 2009a). Ainsi, Gnedin & Abel (2001) ont adopté une formulation selon laquelle le tenseur d'Eddington est calculé dans le régime optiquement mince, ce qui ne permet pas de correctement tenir compte de l'influence relative des diverses sources les unes sur les autres et de leur éventuel écrantage au rayonnement ce qui mène à des erreurs dans l'estimation de la direction du flux de photons. Aubert & Teyssier (2008) ont eux opté pour une formulation dite M1 (voir Dubroca & Feugeas 1998 et González et al. 2007) pour le tenseur d'Eddington qui permet d'obtenir un suivi à la fois isotrope et directionnel du flux de photons. Enfin, Finlator et al. (2009a) ont utilisé une formulation dite "long characteristics method" pour l'expression du tenseur d'Eddington. Une telle méthode permet de calculer les coefficients du tenseur en évaluant la densité de photons dans chaque cellule à partir de la résolution des équations de transfert indépendante du temps le long de la direction de propagation des photons. Ces méthodes souffrent de quelques limitations. Premièrement, elles génèrent des interactions entre les différents rayons. Deuxièmement, elles ne permettent pas de suivre les diffusions des photons étant donné qu'ils ne sont pas décrits par des particules. Enfin, il est difficile d'obtenir un spectre fin pour les différentes sources. En effet, plus un nombre important de longueurs d'ondes est souhaité pour décrire le rayonnement, plus le nombre de fluides de photons dont le suivi sera entrepris sera élevé.

Les méthodes de Monte Carlo se basent sur une résolution probabiliste des équations du transfert du rayonnement. La démarche consiste en la discrétisation du champ de radiation en utilisant des paquets de photons

émis à partir de chaque sources ionisantes. Le caractère probabiliste de cette implémentation réside dans le fait que la direction de propagation des photons est déterminée de manière aléatoire à partir d'une distribution de probabilité appropriée. De même, l'interaction des photons et leur absorption par le gaz le long de leur parcours en ligne droite est caractérisé par leur probabilité d'absorption. Comme pour les méthodes aux moments, de nombreuse versions de codes utilisent l'approche Monte Carlo pour étudier la réionisation (voir par exemple Ciardi et al. 2001, Maselli et al. 2003, Semelin et al. 2007 et Altay et al. 2008). Un des défauts de cette méthode est qu'il faut un grand nombre de photons émis pour éviter un bruit de photon trop élevé.

Une troisième approche consiste à utiliser les techniques dites de tracé de rayons (Ray-tracing). C'est une technique très en vogue utilisée par de nombreux auteurs (Abel et al. 1999, Sokasian et al. 2001, Abel & Wandelt 2002, Razoumov & Cardall 2005, Mellema et al. 2006, Alvarez et al. 2006, Susa 2006, McQuinn et al. 2007, Trac & Cen 2007, Pawlik & Schaye 2008 et Hasegawa et al. 2009). La prescription de tracé de rayons s'appuie sur la génération de rayons autour des sources dont les directions de propagation sont isotropes. Il faut que le nombre de rayons générés soit suffisant pour qu'au moins un rayon intersecte chacune des cellules de la grille. La démarche consiste en la discrétisation de chacun des rayons en segments. Les segments étant définis comme l'intersection du rayon entre deux cellules consécutives traversées dans la grille. Le budget de photons relatif à chaque segment est alors atténué selon la taille des segments, la profondeur optique relative à la cellule et la densité de gaz absorbante locale. Chacun des rayons se termine lorsque son budget de photons devient égal à zéro.

En figure 2.3, une représentation est donnée du cas simple de l'expansion d'une sphère ionisée calculée à l'aide de chacun des trois types de codes différents mentionnés auparavant. La figure est extraite du projet de comparaison des différents types de codes de transfert existants (Iliev et al. 2006a). Elle montre que les codes à tracé de rayons présentent la solution la plus précise pour le cas simple de région HII en expansion. L'approche aux moments tend à présenter une version plus diffuse de la sphère tandis que la méthode Monte Carlo introduit des fluctuations qui induisent un signal bruité. Malgré ces différences, les trois types de codes rendent bien compte de la théorie et restent sensiblement équivalents pour le problème lié à ce cas simple.

Aujourd'hui, la majorité des calculs entrepris par les codes de transfert du rayonnement sont des étapes post-traitement établies sur les données préalablement acquises de l'évolution du champ de matière noire et de l'hydrodynamique du gaz. Ce genre d'approximation ne permet pas de prendre en compte la rétroaction du rayonnement sur le chauffage du gaz de manière cohérente. Cela mène à une surestimation de la formation de sources ionisantes du fait que le chauffage du gaz et sa photo-évaporation est censé supprimer la formation stellaire de certains sites. Certaines études ont inclus "à la volée"

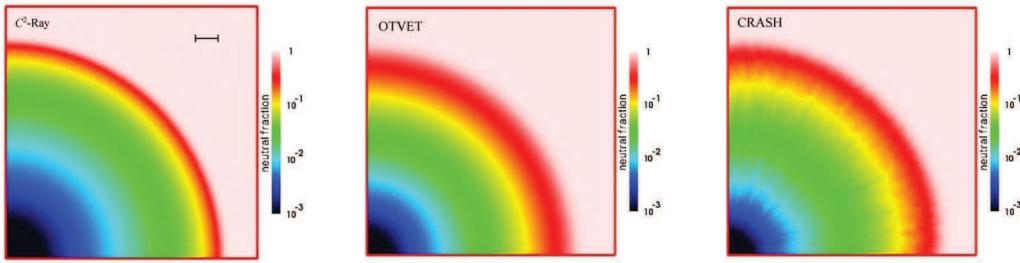


FIG. 2.3 – Figure extraite de Iliev et al. 2006a. La figure montre la comparaison entre trois codes de l'évolution d'une région HII autour d'une source fixe. Les trois codes sont représentatifs de chacune des différentes approches expliquées en section 2.1.2.2. Le premier est le code C^2 – Ray de Mellema et al. (2006) basé sur l'approche de tracé de rayons, le second est le code OTVET de Gnedin & Abel (2001) basé sur la prescription aux moments et le troisième est le code CRASH de Maselli et al. (2003) basé sur l'approche Monte Carlo.

la suppression de sources ionisantes dans les halos qui sont affectés par la rétroaction du rayonnement (voir Iliev et al. 2007 par exemple) mais sans changer la dynamique du gaz sous-jacente. Une autre solution a vu le jour avec l'avènement d'une nouvelle génération de codes de transfert du rayonnement qui ont pour vocation de coupler l'évolution hydrodynamique avec le transfert : les codes “hydro-RT” (pour hydrodynamic et Radiative Transfer). La démarche consiste à résoudre dans un même pas de temps l'évolution du champ de densité de matière noire, du gaz et le transport des photons tout en tenant compte de leur action sur le gaz. Ainsi des auteurs comme Whalen & Norman (2006), Krumholz et al. (2007), Altay et al. (2008), Pawlik & Schaye (2008), Petkova & Springel (2009), Whalen & Norman (2011), Wise & Abel (2011) et Rosdahl et al. (2013) ont développé récemment de tels codes qui accroissent la précision de la physique mise en jeu pour étudier la période de réionisation mais en augmentant considérablement le temps de calcul.

2.1.2.3 La taille des simulations

Un problème substantiel dans la modélisation du processus de réionisation réside dans la taille et la résolution des simulations. En effet, il y a une compétition entre les différentes échelles physiques à résoudre pour proprement modéliser le phénomène et la taille des boîtes cosmologiques considérées qui doivent être assez grandes pour éluder les problèmes de variance cosmique. D'un coté une assez bonne résolution en masse doit être adoptée avec un nombre assez important de particules de matière noire pour la formation des différents halos. D'autre part le nombre de particules de gaz, si l'hydrodynamique est calculée au moyen de codes SPH, doit lui aussi être assez élevé.

Enfin, une bonne résolution spatiale doit également être considérée en vue de tenir compte le plus précisément possible de la physique relative aux différentes échelles mises en jeu. Le problème est alors le suivant : comment considérer des tailles de boîtes très grande (typiquement de l'ordre d'une centaine de Mpc/h) tout en gardant une résolution des simulations assez fine pour résoudre la physique à toutes les échelles d'intérêt.

Des études (voir Barkana & Loeb 2004 et Iliev et al. 2006a) ont montré que la taille de l'Univers simulé pour capturer l'entièreté du problème doit être d'une centaine de Mpc/h. Ces grandes tailles sont nécessaires pour éviter les problèmes de variance cosmique et présenter un champ de halos de matière noire acceptable. De plus ces grandes échelles sont requises pour simuler le processus de réionisation en vue de la taille typique des régions HII lors de cette période. En effet, Furlanetto et al. (2004b) et Furlanetto et al. (2006a) ont montré que la taille typique des régions HII est de l'ordre d'une dizaine de Mpc/h. Il devient alors nécessaire de simuler des volumes plus larges pour obtenir un échantillon statistique correct de régions ionisées résolues.

En section 1.1.3 du chapitre 1, nous avons vu qu'il existe une large gamme de masse pour les halos de matière noire qui forment des étoiles. Les mini-halos de l'ordre de $10^5 - 10^8 M_{\odot}$ seraient les premières sources ionisantes dans l'histoire cosmique. Pour résoudre des gammes de masses aussi petites dans des simulations à grandes échelles, il est nécessaire d'utiliser un très grand nombre de particules et donc d'avoir une très bonne résolution en masse. Il est très difficile de résoudre les mini-halos et il est alors souvent fait l'approximation selon laquelle les nuages moléculaires responsables de la formation stellaire au sein de ces halos sont très rapidement détruits par le fond de photons Lyman-Werner. Seuls les halos à refroidissement atomiques sont alors considérés ce qui réduit le problème de la résolution en masse. Or ces types de halos présentent des masses supérieures à $10^8 M_{\odot}$ ce qui nécessite toujours un grand nombre de particules. Pour donner une illustration, considérons une taille de boîte de 100 Mpc/h de coté. Considérons également qu'il faut un minimum de 30 particules pour identifier correctement un halo. Dans ce cas précis, si l'objectif est de résoudre des halos de $10^8 M_{\odot}/h$, il faut alors un minimum d'environ 20 milliards de particules (voir Trac & Gnedin 2009) à l'intérieur du volume spécifié. Dans l'optique de résoudre la formation stellaire, la résolution spatiale des simulations doit également être élevée en vue de résoudre la structure du gaz à l'intérieur des halos. En effet, Aubert & Teyssier (2010) ont montré que pour obtenir une histoire d'émission de photons convergée à tout les instants, il faut prendre une taille de boîte de 12.5 Mpc/h au minimum pour une grille composée de 1024^3 cellules. Or cette taille de boîte est trop petite pour rendre compte des effets de variance cosmique et capter les rares pics dans le champs de densité et il est aujourd'hui impossible d'atteindre cette résolution à grande échelle.

En pratique il est très difficile, à l'heure actuelle, de faire des calculs aux

résolutions en masses et spatiales nécessaires. Beaucoup d'approximations sont alors considérées en vue de contraindre la résolution des cibles des photons ionisants dans des simulations d'une taille de l'ordre de la centaine de Méga-parsec. A partir de simulations à plus petites échelles de l'ordre de quelques Méga-parsecs, il est possible de décrire statistiquement l'Univers à cette échelle et d'utiliser cette description dans des simulations à plus grandes échelles qui résolvent l'abondance de sources. Un exemple est l'approche nommée "clumping factor approach" où la description du taux de recombinaison moyennée en volume calculée à partir de simulations à petites échelle est utilisée dans des simulations à grandes échelles pour décrire la structure du milieu intergalactique (IGM) qui n'est pas résolue dans chacune des cellules (voir Kohler et al. 2007 et McQuinn et al. 2007 par exemple). Un autre exemple est l'utilisation de simulations à haute résolution qui résolvent les mini-halos. L'abondance de ces objets est alors calculée dans ces simulations et sert à peupler des calculs à grandes échelles, qui n'arrivent pas à résoudre les échelles concernées, avec un nombre de mini-halos calibré dans chaque cellule (voir par exemple Ahn et al. 2012 pour un modèle récent). L'avènement des techniques AMR dans les simulations à grandes échelles permet aussi de zoomer dans les lieux de sur-densités dans l'optique de faire un traitement plus précis de la physique aux petites échelles.

En ce qui concerne le transfert du rayonnement, il est également très compliqué de résoudre la propagation des fronts ionisants de manière explicite. En effet, le pas de temps minimal Δt requis est régi par la condition de courant :

$$\frac{3c\Delta t}{\Delta x} < 1 \quad (2.3)$$

avec Δx la taille de la cellule d'une grille et c la vitesse de la lumière. Dans le cadre de simulations cosmologiques cela peut conduire à une valeur très petite pour le pas de temps, ce qui fait évoluer le calcul très lentement. En vue d'augmenter ce pas de temps, une des solutions consiste à utiliser une valeur de la vitesse de la lumière réduite dans les codes de transfert du rayonnement (voir Gnedin & Abel 2001 pour l'introduction de la 'reduced speed of light approximation' (RSLA)). Une nouvelle valeur \tilde{c} de la vitesse de la lumière est utilisée telle que $10^{-3} < \tilde{c} / c < 1$, ce qui a pour conséquence de faire diminuer Δt . Une telle technique introduit donc une approximation dans les calculs mais sans engendrer de conséquences dès que le phénomène étudié a une vitesse de propagation inférieure à la valeur de \tilde{c} utilisée (ce qui est le cas par exemple pour l'expansion de certaines régions HII) (voir Aubert & Teyssier 2008). Récemment, Rosdahl et al. (2013) ont donné une expression pour calculer la vitesse minimale de la lumière requise dans des simulations numériques. Ils ont montré que ce temps peut être calculé comme ceci :

$$f_c = \min(1; \sim 10 \times t_{cross}/\tau_{sim}) \quad (2.4)$$

avec $f_c = \tilde{c} / c$, t_{cross} le temps de passage de la lumière dans le milieu considéré, et τ_{sim} est la plus petite échelle de temps dont on doit tenir compte dans la simulation (qui peut être par exemple la durée de vie d'une étoile ionisante dans des simulations où l'impact de la rétroaction d'une étoile sur le milieu inter-stellaire est étudié). Le tableau 1 de Rosdahl et al. (2013) donne des valeurs typiques de f_c pour l'expansion de front ionisants dans des simulations de l'échelle inter-galactique à l'échelle inter-stellaire. Ils montrent ainsi que pour étudier la propagation de photons dans le milieu inter-stellaire de la Voie Lactée une valeur de $f_{c,min} = 3 \times 10^{-2}$ doit être utilisée alors que dans des nuages de gaz, une valeur bien inférieure de $f_{c,min} = 6 \times 10^{-4}$ peut être utilisée en regard de la plus forte densité du milieu considéré. En revanche, pour la propagation des fronts ionisants dans le milieu inter-galactique, ils concluent qu'une valeur de la vitesse de la lumière proche de la valeur réelle doit être utilisée.

2.1.2.4 Le code ATON pour le transfert du rayonnement

Dans cette section, il sera fait une présentation du code de transfert du rayonnement utilisé dans le cadre de cette thèse : le code ATON (Aubert & Teyssier 2008 et Aubert & Teyssier 2010). C'est un code qui utilise une méthode aux moments qui permet de résoudre les équations de conservations liées à l'hydrodynamique des photons. L'équation du transfert du rayonnement est la suivante :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + \vec{n} \cdot \vec{\nabla} I_\nu = -\kappa_\nu I_\nu + \eta_\nu \quad (2.5)$$

avec $I_\nu(\vec{x}, \vec{n}, t)$ l'intensité spécifique du rayonnement, $\kappa_\nu(\vec{x}, \vec{n}, t)$ le coefficient d'absorption du rayonnement et $\eta_\nu(\vec{x}, \vec{n}, t)$ le terme source du rayonnement. Ces trois quantités dépendent toutes de la position \vec{x} , de la direction de propagation des photons \vec{n} , de la fréquence ν et du temps t . Dans le contexte de l'ionisation de l'hydrogène, le coefficient d'absorption du rayonnement est défini comme tel :

$$\kappa_\nu = \sigma_\nu n_H \quad (2.6)$$

avec σ_ν la section efficace de photo-ionisation de l'hydrogène neutre et n_H la densité d'hydrogène neutre. L'approche aux moments de ATON a pour démarche de considérer les deux premiers moments de $I_\nu(\vec{x}, \vec{n}, t)$:

$$\frac{\partial N_\nu}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_\nu = -\kappa_\nu c N_\nu + S_\nu \quad (2.7)$$

et

$$\frac{\partial \vec{F}_\nu}{\partial t} + c^2 \vec{\nabla} \cdot \mathbf{P}_\nu = -\kappa_\nu c \vec{F}_\nu \quad (2.8)$$

Avec les équations 2.7 et 2.8 représentant respectivement les moment d'ordre zéro et un de $I_\nu(\vec{x}, \vec{n}, t)$ qui donne l'évolution de la densité numérique locale de photons N_ν et de leur flux \vec{F}_ν . Le terme

$$S_\nu = \dot{N}_\nu^* + \dot{N}_\nu^{rec} \quad (2.9)$$

représente le terme source de photons avec \dot{N}_ν^* le taux de photons ionisants émis par les étoiles et les quasars et \dot{N}_ν^{rec} est le taux de photons émis dû à la recombinaison des atomes d'hydrogènes. \mathbf{P}_ν est le tenseur de pression (moment d'ordre deux de $I_\nu(\vec{x}, \vec{n}, t)$) qui est obtenu par la relation de fermeture suivante :

$$\mathbf{P}_\nu = \mathbf{D} N_\nu \quad (2.10)$$

où \mathbf{D} est le tenseur d'Eddington. ATON se base sur l'approximation dite 'M1' pour la définition du tenseur d'Eddington. Elle décompose la géométrie du rayonnement en une partie d'évolution isotrope et une autre directionnelle tel que :

$$\mathbf{D} = \frac{1-\chi}{2} \mathbf{I} + \frac{3\chi-1}{2} \vec{u} \otimes \vec{u} \quad (2.11)$$

où \mathbf{I} est la matrice identité et \vec{u} est un vecteur unitaire aligné avec la direction du flux. Dans le modèle M1, le facteur d'Eddington est défini comme tel (voir Levermore 1984, Dubroca & Feugeas 1998 et González et al. 2007) :

$$\chi = \frac{3 + 4|\vec{f}|^2}{5 + 2\sqrt{4 - 3|\vec{f}|^2}} \quad (2.12)$$

où f est le flux réduit tel que :

$$\vec{f} = \frac{\vec{F}_\nu}{c N_\nu} = f \vec{u} \quad (2.13)$$

avec c la vitesse de la lumière. L'équation 2.11 montre que si $f = 0$ alors le rayonnement est totalement isotrope avec $\mathbf{D} = 1/3\mathbf{I}$ alors que pour $f = 1$ il devient complètement directionnel avec $\mathbf{D} = \vec{u} \otimes \vec{u}$.

En ne considérant que l'hydrogène et un seul groupe de photons ionisants avec une fréquence $\nu \geq \nu_H = 13.6$ eV, la densité numérique de photons ionisants s'écrit :

$$N_{\gamma H} = \int_{\nu_H}^{\infty} N_{\nu} d\nu \quad (2.14)$$

Considérant cette dernière équation et les équations 2.6 et 2.9, les équations 2.7 et 2.8 peuvent se réécrire comme ceci :

$$\frac{\partial N_{\gamma}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_{\gamma} = -n_H c \sigma_{\gamma} N_{\gamma} + n_e n_{\text{HII}} (\alpha_A - \alpha_B) + \dot{N}_{\gamma}^* \quad (2.15)$$

et

$$\frac{\partial \vec{F}_{\gamma}}{\partial t} + c^2 \vec{\nabla} \cdot \mathbf{P}_{\gamma} = -n_H c \sigma_{\gamma} \vec{F}_{\gamma} \quad (2.16)$$

Dans cette réécriture, le terme \dot{N}_{ν}^{rec} de l'équation 2.9 est remplacé par :

$$\dot{N}_{\gamma}^{rec} = \int_{\nu_H}^{\infty} n_e n_{\text{HII}} \dot{\epsilon}_{\text{HII}} (\nu, T) = n_e n_{\text{HII}} (\alpha_A - \alpha_B) \quad (2.17)$$

avec $\alpha_A(T)$ et $\alpha_B(T)$ les coefficients A et B de recombinaison de l'hydrogène ionisé dont les valeurs utilisées dans ATON sont issues des ajustements de Hui & Gnedin (1997).

ATON prend également en compte le suivi de l'évolution chimique de l'hydrogène et de la température en vue de résoudre les équations 2.15 et 2.16. L'évolution de l'état de l'hydrogène est dictée par une compétition entre l'ionisation collisionnelle, la photo-ionisation et la recombinaison. L'évolution de la densité numérique d'atomes d'hydrogène neutre est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{D}{Dt}(n_H) = \alpha_A n_e n_{\text{HII}} - \beta n_e n_H - \Gamma_{\gamma H} n_H \quad (2.18)$$

avec

$$\Gamma_{\gamma H} = c \sigma_{\gamma} N_{\gamma} \quad (2.19)$$

le taux de photo-ionisation de l'atome d'hydrogène.

Le refroidissement radiatif ainsi que le photo-chauffage sont pris en compte en résolvant l'équation suivante pour l'évolution de l'énergie thermique du gaz :

$$\rho \frac{D}{Dt} \left(\frac{e}{\rho} \right) = H - \Lambda \quad (2.20)$$

avec

$$e = \frac{3}{2} n_{tot} k_B T \quad (2.21)$$

et

$$\rho = \frac{m_p n_{H\,tot}}{X} \quad (2.22)$$

où m_p est la masse du proton, $n_{H\,tot}$ le nombre total de noyau d'hydrogène et $X = 0.76$.

Le taux de refroidissement Λ (en $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-3}$) est calculé en utilisant les ajustements de Hui & Gnedin (1997) et Maselli et al. (2003). Le taux de chauffage (en $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-3}$) dû à la photo-ionisation H est calculé comme ceci :

$$H = n_H \dot{\epsilon}_H \quad (2.23)$$

avec

$$\dot{\epsilon}_H = \int_{\nu_H}^{\infty} (h\nu - h\nu_H) \sigma_{\nu} N_{\nu} d\nu = c \epsilon_{\gamma} \sigma_{\gamma} N_{\gamma} \quad (2.24)$$

Dans les calculs de ATON, un modèle de spectre correspondant à un corps noir à 50 000 Kelvins est utilisé. Un tel spectre est très proche de celui présenté par des amas d'étoiles ou des petites galaxies avec une IMF de Salpeter prenant en compte des étoiles dont la gamme de masses est comprise entre une et cent masses solaires (voir Baek et al. 2009). Avec cette approximation, l'énergie des photons ionisants est $\epsilon_{\gamma} = 29.65 \text{ eV}$ et $\sigma_{\gamma} = 1.63 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$.

Numériquement, les équations aux différences finies suivantes sont résolues (données ici en une dimension) :

$$\frac{(N_{\gamma})_i^{n+1} - (N_{\gamma})_i^n}{\Delta t} + \frac{(F_{\gamma})_{i+1/2}^m - (F_{\gamma})_{i-1/2}^m}{\Delta x} = 0 \quad (2.25)$$

et

$$\frac{(F_\gamma)_i^{n+1} - (F_\gamma)_i^n}{\Delta t} + c^2 \frac{(P_\gamma)_{i+1/2}^m - (P_\gamma)_{i-1/2}^m}{\Delta x} = 0 \quad (2.26)$$

avec i l'indice de la cellule, La fonction de flux $\mathcal{F} = (F_\gamma, P_\gamma)^T$ étant évaluée aux inter-cellules indexées $i + 1/2$. En notant

$$\mathcal{U} = (N_\gamma, F_\gamma)^T \quad (2.27)$$

le flux à l'interface des cellules est tel que :

$$\mathcal{F}_{i+1/2}^m = \mathcal{F}(\mathcal{U}_i^m, \mathcal{U}_{i+1}^m) \quad (2.28)$$

Dans ATON, il y a alors deux possibilités pour évaluer la fonction de flux à l'interface des cellules. La première est la fonction de flux de Harten–Lax–van Leer telle que (HLL, Harten et al. 1983) :

$$(\mathcal{F}_{\text{HLL}})_{i+1/2}^m = \frac{\lambda^+ \mathcal{F}_i^m - \lambda^- \mathcal{F}_{i+1}^m + \lambda^+ \lambda^- (\mathcal{U}_{i+1}^m - \mathcal{U}_i^m)}{\lambda^+ - \lambda^-} \quad (2.29)$$

avec

$$\lambda^+ = \max(0, \lambda_{\max}) \quad (2.30)$$

et

$$\lambda^- = \min(0, \lambda_{\min}) \quad (2.31)$$

les valeurs propres maximum et minimum de la matrice Jacobienne du système évaluées dans la cellule i et $i + 1$ (voir plus de détails dans González et al. 2007). La deuxième est la fonction de flux de Global Lax Friedrich (GLF) telle que :

$$(\mathcal{F}_{\text{GLF}})_{i+1/2}^m = \frac{\mathcal{F}_i^m + \mathcal{F}_{i+1}^m}{2} - \frac{c}{2} (\mathcal{U}_{i+1}^m - \mathcal{U}_i^m) \quad (2.32)$$

Le flux GLF est plus simple et plus rapide à mettre en place mais souffre d'une diffusion plus importante.

ATON résout ces équations de manière explicite, c'est à dire en prenant le temps $m = n$. Une telle résolution des équations est facile à mettre en place et présente l'avantage d'être stable à condition d'adopter un pas de temps Δt assez petit en vue de satisfaire la condition de courant telle que :

$$\frac{3c\Delta t}{\Delta x} < 1 \quad (2.33)$$

avec c la vitesse de la lumière et Δx la taille d'une cellule de la grille. En revanche, il présente le désavantage d'être très coûteux en temps en regard d'un schéma de résolution implicite ($m = n + 1$). Cette difficulté est mise à mal du fait que les calculs sont exécutés sur carte graphique (GPU) ce qui est environ 80 fois plus rapide que les calculs sur processeur (CPU).

Il est également à noter que la version du code utilisée dans le cadre de cette thèse est mono-longueur d'onde (La longueur d'onde correspondante à l'énergie moyenne d'un corps noir à 50 000 K, soit 29.65 eV), ce qui vient très récemment d'être enrichi par une implémentation multi-longueurs d'onde. De plus, dans les travaux présentés tout au long de cette thèse, le code de transfert a été utilisé en post-traitements sur les données RAMSES alors que depuis récemment une version couplée des deux codes a vu le jour (voir Rosdahl et al. 2013).

2.2 Méthodes d'analyse de l'évolution de la réionisation

Une fois un modèle adopté pour faire des simulations de la période de réionisation et une fois que celles-ci sont obtenues, il ne reste plus qu'à en faire l'analyse. On se focalise ici sur les méthodes d'analyses visant à contraindre le processus de réionisation en termes de géométrie et de régions HII en évolution, ce qui constitue l'objet de cette thèse. Tout comme la simulation en elle-même, l'analyse est une tâche ardue du fait qu'elle s'opère sur de grands volumes de données. La majorité des analyses de simulations à l'heure actuelle se focalisent sur l'étude de quantités globales. Dans cette section il sera fait un inventaire des différentes techniques d'analyses couramment utilisées et dans le chapitre suivant j'expliquerai en détails la nouvelle technique d'analyse mise au point et qui a constitué une partie importante du travail de cette thèse.

2.2.1 Les cartes de fraction d'ionisation et de redshift de réionisation

Une première analyse rapide des simulations consiste simplement à regarder l'allure des cartes d'ionisation. Plusieurs auteurs (Gnedin 2000a, Iliev et al. 2006b, Shin et al. 2008, Aubert & Teyssier 2008 et Friedrich et al. 2011 par exemple) se sont ainsi penchés sur l'étude de la variation du champs d'ionisation à un ou divers instants dans la simulation en vue de caractériser l'évolution

des différentes régions HII. La figure 2.4 extraite de Shin et al. (2008) montre l'évolution avec le temps du champ ionisé pris sur une même tranche du cube de la simulation. Ce genre d'étude permet d'avoir une vision rapide du processus de fusion des régions et de statuer sur le moment où la réionisation est achevée dans les simulations.

De plus de telles cartes d'ionisations peuvent également être rapprochées de cartes du champ de densité (voir Finlator et al. 2009b) ou de température (voir Trac et al. 2008). Ces deux études ont en effet calculé des cartes de redshift d'ionisation z_{reion} des différentes cellules de leurs grilles à partir des cartes d'ionisation. En figure 2.5, une représentation est donnée d'un tel type de carte extraite de Trac et al. (2008) où la comparaison est entreprise avec la carte de température associée prise au moment de la réionisation dans la simulation. Cela a permis de voir que les zones de faible densité ionisées et chauffées en premier présentaient des températures plus faibles en fin de réionisation. Finlator et al. (2009b) ont par exemple obtenu des cartes du redshift de réionisation des différentes cellules de leurs grilles qu'ils ont comparé aux cartes de sur-densité $\rho/\langle\rho\rangle$ prises au moment de la réionisation à $z = 6.49$ pour voir quelles zones ont été réionisées en premier. De cette étude, ils ont conclu que les filaments de gaz tendent à être réionisés tardivement après les vides dans leurs simulations, donc un scénario qui ne serait pas purement “inside-out”.

2.2.2 L'évolution de la fraction ionisée moyenne

La plupart des études dans la littérature (voir Gnedin 2000a, Sokasian et al. 2003, Iliev et al. 2006b, Zahn et al. 2007, Aubert & Teyssier 2010 et beaucoup d'autres) se focalisent également sur l'évolution avec le redshift de la fraction ionisée (ou neutre) moyenne dans toute la boîte simulée. L'étude de l'évolution de ces quantités se retrouve dans la majorité des études entreprises ayant pour but de simuler la période de réionisation. La fraction ionisée moyenne pondérée en volume $\langle f_{\text{HII}} \rangle_V$ ou $\langle x \rangle_V$ à un instant donné dans la simulation se calcule comme ceci :

$$\langle f_{\text{HII}} \rangle_V = \langle x \rangle_V = \frac{\sum_{i=0}^n x_i}{n} \quad (2.34)$$

avec $x_i = n_{\text{HII}_i}/n_{\text{H}_i}$, où n_{HII_i} représente le nombre d'atomes d'hydrogène ionisés dans la cellule i et n_{H_i} est le nombre d'atomes d'hydrogène total (ionisés et neutres) dans la cellule i . n représente le nombre total de cellules de la boîte de simulation. La fraction d'atomes neutres $\langle f_{\text{HI}} \rangle_V$ pondérée en volume est ensuite aisément calculée telle que $\langle f_{\text{HI}} \rangle_V = 1 - \langle x \rangle_V$. Ces deux quantités sont donc très faciles et très rapides à calculer, et ce, dans tout les instantanés de la simulation. De plus elles sont directement comparables avec les mesures

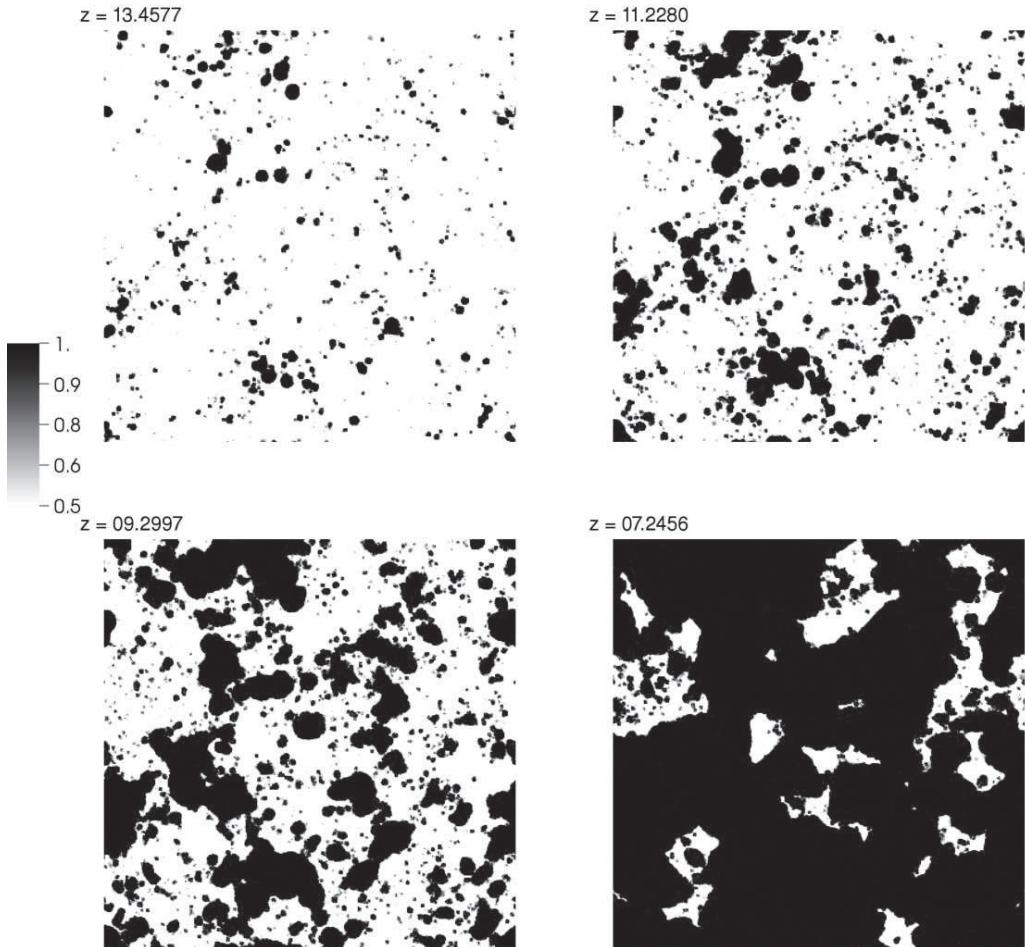


FIG. 2.4 – Evolution à différents redshifts de la fraction d'hydrogène ionisé sur une même tranche du cube de simulation. Les régions en noir sont les régions fortement ionisées tandis que les zones blanches correspondent aux régions avec une fraction ionisée inférieure à 50 %. La figure est extraite de Shin et al. (2008).

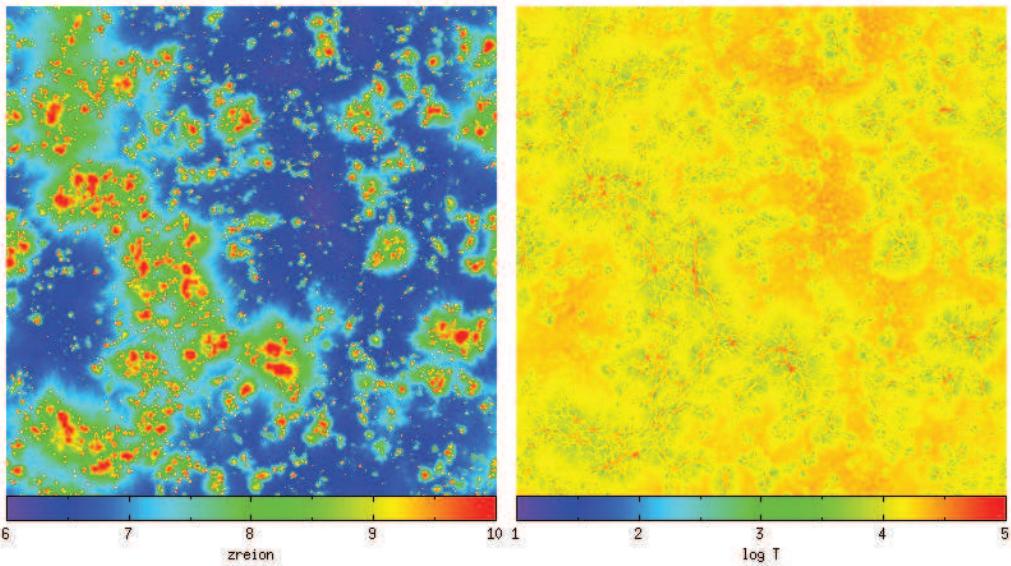


FIG. 2.5 – Exemple de cartes de redshifts de réionisation z_{reion} comparées aux champs de température pris au moment de la réionisation. La figure est extraite de Trac et al. (2008).

obtenues par les observations comme celle de Fan et al. (2006) qui trouve une valeur de $1 - x_V \sim 10^{-4}$ à $z=6$.

L'analyse de l'évolution de ces quantités permet de quantifier comment les différents paramètres mis en jeu dans les simulations influent sur le déroulement général du processus de réionisation. C'est une indication du moment à partir duquel les différentes sources ionisantes apparaissent dans la simulation. Cela permet également de statuer sur le moment précis ou la fraction d'hydrogène neutre diminue violemment lorsque les diverses régions HII finissent par fusionner entre elles. C'est donc un bon indicateur du début et de la fin de la période de réionisation présentée par différents modèles, ce qui peut directement être confronté aux observations des quasars à haut redshift à partir desquelles le calcul de $\langle x(z) \rangle_V$ peut être entrepris et qui indiquent une réionisation à $z \sim 6$ (voir Fan et al. 2006). On peut notamment citer les travaux de Aubert & Teyssier 2010 où l'étude de la variation de la fraction d'échappement des photons a été entreprise en vue de faire coller les observations avec la variation de la fraction ionisée moyenne extraite des simulations. En figure 2.6 il est montré un autre exemple d'étude de l'évolution de la fraction ionisée et de la fraction de neutre avec le redshift. La figure est extraite de Croft & Altay (2008) et montre comment différents paramètres utilisés dans les modèles peuvent influer drastiquement sur l'évolution des ces deux quantités. La figure montre bien que les différentes hypothèses mises en jeu (la taille de boîte considérée, les différents spectres utilisés pour les sources, la prise en compte de recombi-

aison des atomes, etc ...) dans la simulation mènent à des histoires globales de réionisation différentes avec des redshifts où la fraction de neutre diminue qui sont différents.

Une alternative à l'étude de cette fraction moyenne pondérée en volume consiste en la considération de l'évolution des mêmes quantités pondérées en masse. La fraction ionisée $\langle f_{\text{HII}} \rangle_m$ pondérée en masse est calculée comme ceci :

$$\langle f_{\text{HII}} \rangle_m = \langle x \rangle = \frac{\sum_{i=0}^n \frac{x_i}{m_i}}{n} \quad (2.35)$$

avec m_i la masse de gaz dans la cellule i . L'étude du rapport $\langle f_{\text{HII}} \rangle_m / \langle f_{\text{HII}} \rangle_V$ de la fraction ionisée moyenne pondérée en masse sur celle pondérée en volume permet de savoir quelles régions sont plus ou moins ionisées par rapport à leur contenu en masse. Iliev et al. (2006b) montre en effet que ce rapport est égal à la densité de gaz moyenne dans les régions ionisées en unité de la densité moyenne de l'Univers :

$$\frac{\langle f_{\text{HII}} \rangle_m}{\langle f_{\text{HII}} \rangle_V} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{M_{\text{ionisé}}}{V_{\text{ionisé}}} \quad (2.36)$$

Pour des rapport $\langle f_{\text{HII}} \rangle_m / \langle f_{\text{HII}} \rangle_V > 1$ la simulation tend à présenter plus de régions sur-denses qui sont ionisées comparé aux régions de faible densité. Pour des rapports $\langle f_{\text{HII}} \rangle_m / \langle f_{\text{HII}} \rangle_V < 1$ la simulation présenterait alors la tendance inverse. Typiquement, il est attendu que ce rapport varie entre des valeurs supérieures à 1 et tende ensuite vers 1 indiquant que les régions sur-denses qui tracent les sources soient réionisées en premier avant les vides en fin de réionisation.

2.2.3 Spectres de puissance

Une technique qui donne une information plus fine sur l'évolution spatiale du phénomène consiste en l'étude du spectre de puissance du champ ionisé dans différents instantanés des simulations (voir Iliev et al. 2006b, McQuinn et al. 2007 et Zahn et al. 2007 par exemple). La figure 2.7 extraite de McQuinn et al. 2007 montre à titre d'exemple un tel spectre de puissance calculé à trois redshifts différents au cours d'une simulation pour quatre modèles différents. Un tel spectre de puissance en trois dimension du champs ionisé est calculé comme tel :

$$\Delta(k)^2 = \frac{k^3}{2\pi^2 V} \int \delta(\vec{x}) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}} d^3 x \quad (2.37)$$

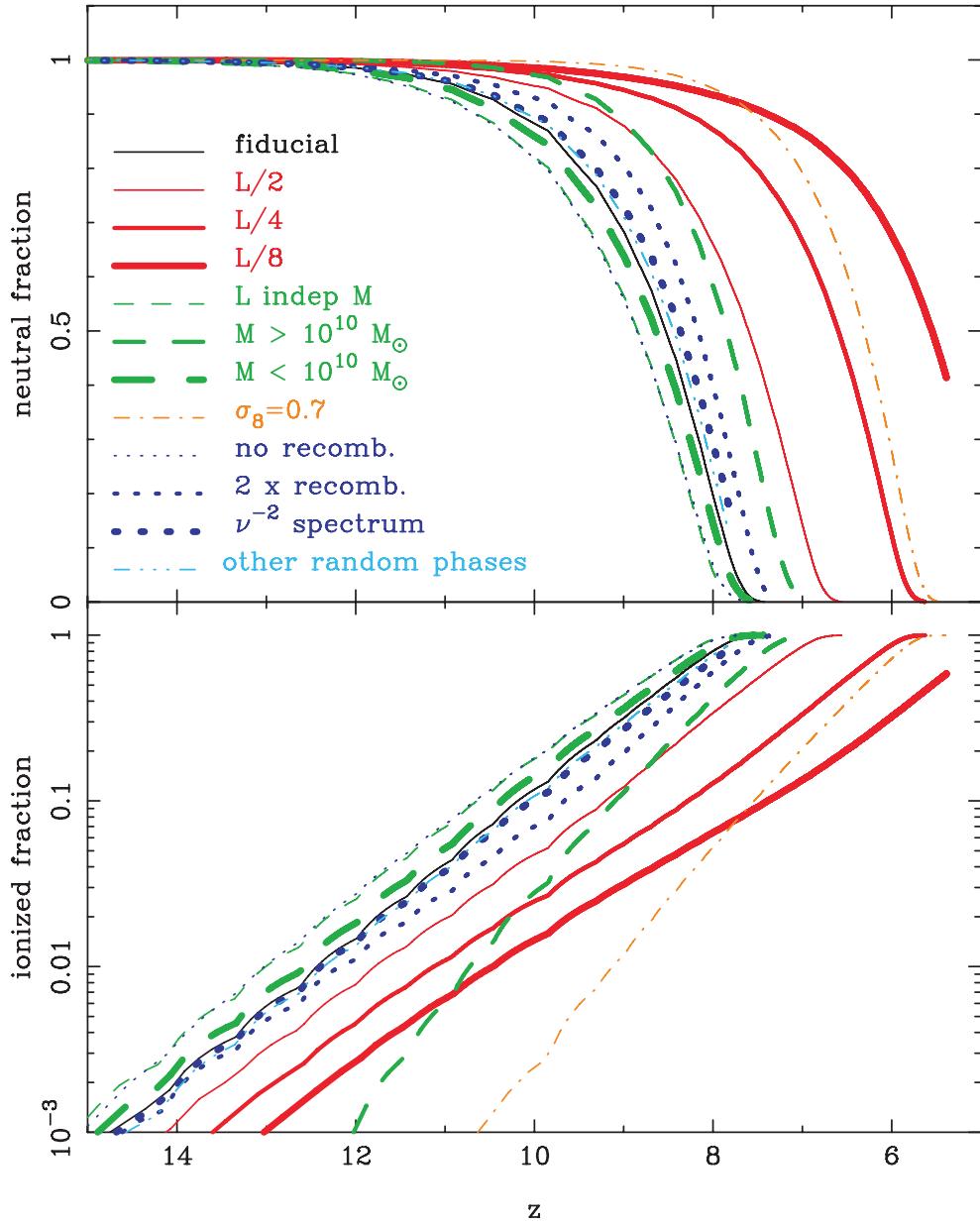


FIG. 2.6 – Exemple d'évolution avec le redshift de la fraction d'hydrogène ionisé (bas) et de la fraction d'hydrogène neutre (haut). La figure est extraite de Croft & Altay (2008) et montre comment l'influence des paramètres des simulations (comme la taille de boîte considérée, les différents spectres utilisés pour les sources ou encore la prise en compte de recombinaison) influent sur l'évolution des deux quantités.

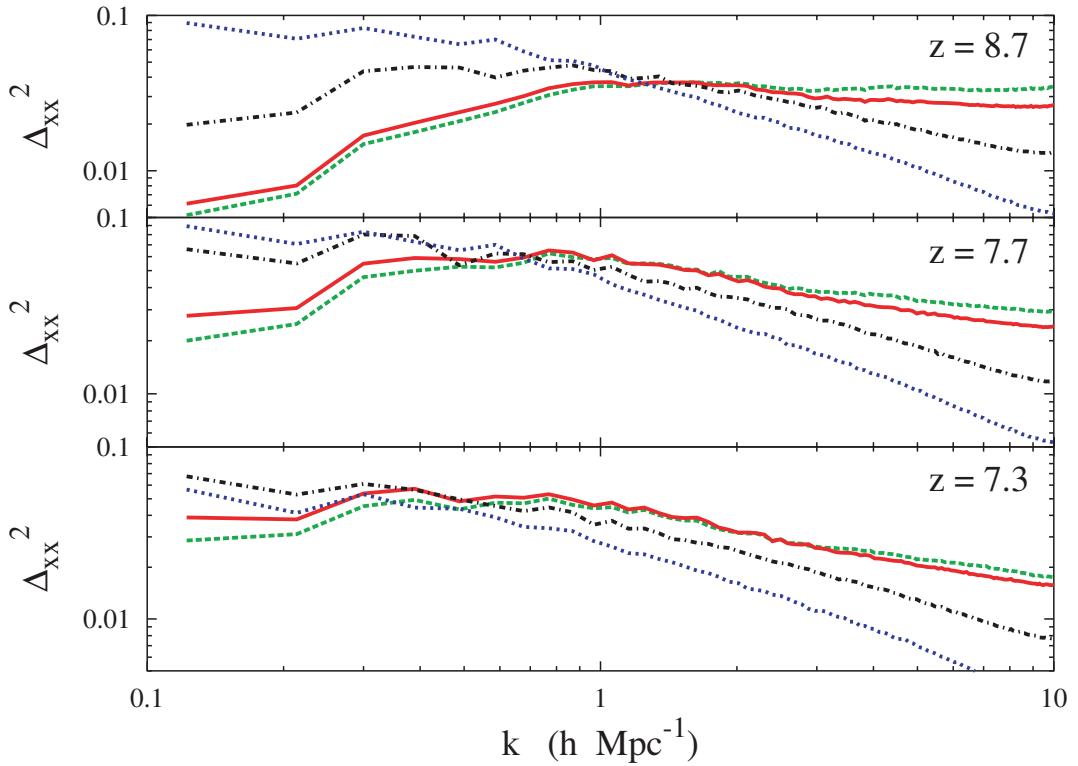


FIG. 2.7 – Exemple d'étude du spectre de puissance du champ ionisé. L'image est extraite de McQuinn et al. (2007) où $\Delta_{xx}(k)^2 = k^3 P_{xx}(k)/2\pi^2$. le spectre de puissance est montré pour trois instantané à trois redshift différents. Pour chaque instantané le spectre de puissance de quatre modèles est montré où l'émissivité des sources est différente (voir McQuinn et al. 2007).

avec $V = L^3$ où L est la taille d'un coté du cube de la simulation, $\vec{k} = (2\pi/L)\vec{n}$ avec \vec{n} un vecteur unitaire et $\delta(\vec{x})$ est la valeur de la fraction ionisée en \vec{x} .

Le calcul du spectre de puissance est un indicateur des échelles caractéristiques dominantes dans le champs ionisé. C'est donc une première information sur la taille typique des régions HII à divers instants d'une simulation. L'étude de l'évolution avec le redshift du spectre de puissance permet donc de suivre de manière indirecte le processus de fusion des régions en un réseau large ionisé, ce qui se traduira notamment par un pic de puissance aux grandes échelles lorsqu'une grande région HII dominera le champ total. C'est ce qui est observé en figure 2.7 avec une augmentation de la puissance aux grandes échelles lorsque le redshift considéré diminue.

De manière similaire, des études (voir Baek et al. 2009, Mao et al. 2012 et Iliev et al. 2012 par exemple) se sont concentrées sur le calcul du spectre de puissance de la différence de température de brillance δT_b de la raie à 21 cm de

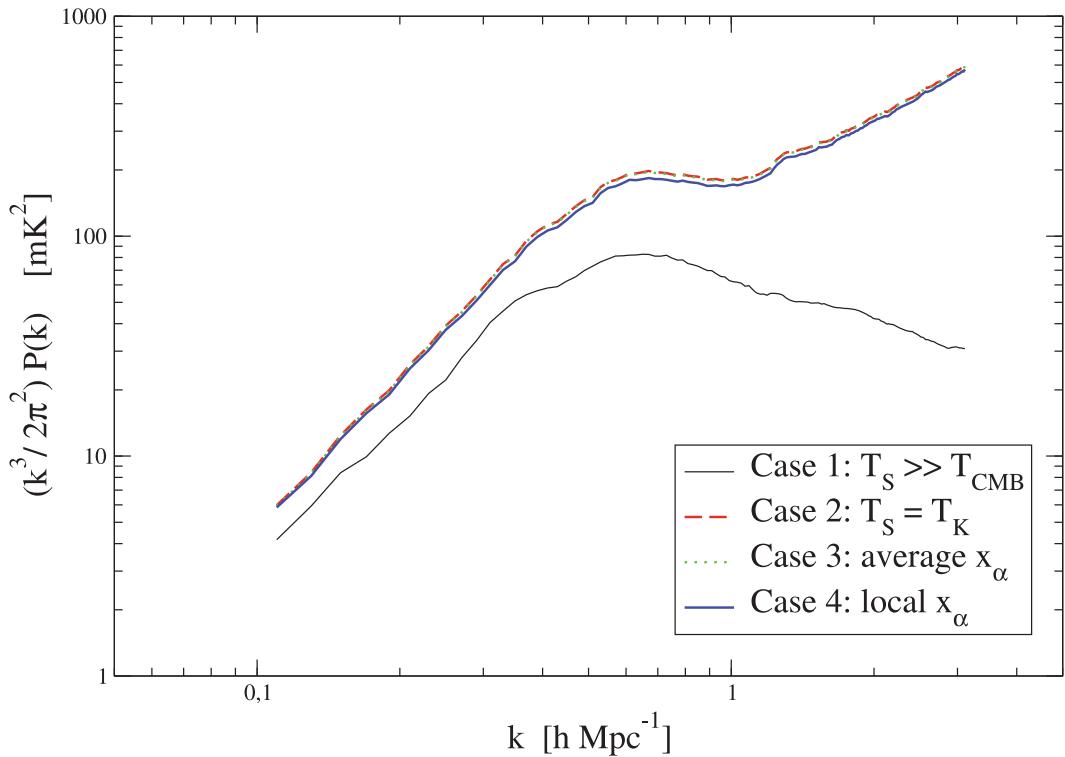


FIG. 2.8 – Exemple de spectres de puissance de la différence de température de brillance de la raie à 21 cm δT_b de l'hydrogène neutre. La figure est extraite de Baek et al. (2009) et montre le calcul du spectre de puissance dans une simulation au moment où $\langle x_H \rangle = 0.5$. Les différents spectres sont calculés de quatre manières différentes avec une formulation différente pour le calcul de la température de spin T_S de la raie à 21 cm.

l'hydrogène neutre (voir section 1.2.3 du chapitre 1). En figure 2.8, un exemple est donné du calcul de tel spectres de puissance. La figure est extraite de Baek et al. (2009) et confronte quatre spectres de puissance différents calculés en considérant différents cas pour l'expression de la température de spin de la raie à 21 cm de l'hydrogène neutre. L'étude de cette quantité permettra de fournir une mesure directement comparable aux observations menées par les futurs interféromètres qui étudieront le signal de la raie à 21 cm durant la période de réionisation. Les mesures faites par GMRT permettent déjà de donner les premières contraintes sur l'évolution du spectre de puissance durant cette période (Paciga et al. 2011).

2.2.4 La profondeur optique Thompson

En vue de faire des comparaisons entre les simulations et les observations, une autre quantité extraite des simulations qui est couramment étudiée (voir

Iliev et al. 2006b, Aubert & Teyssier 2010, Ahn et al. 2012 et Chardin et al. 2012 parmi d'autres) est l'évolution de la profondeur optique Thompson avec le redshift qui quantifie le phénomène de diffusion des photons du CMB sur les électrons relâchés pendant la réionisation. La profondeur optique Thompson est calculée comme ceci :

$$\tau(z) = c\sigma_t \int_z^0 n_e(z) \frac{dt}{dz} dz \quad (2.38)$$

avec c la vitesse de la lumière, σ_t la section efficace de la diffusion Thompson de l'électron et $n_e(z) = \langle x(z) \rangle n_H(z)$ est la densité d'électron relâché par atome d'hydrogène au redshift z .

En plus des différents tests théoriques, l'étude de l'évolution de cette quantité est directement comparable avec les observations faites de cette mesure. La figure 2.9 montre la mesure de cette quantité effectuée dans les simulations de Iliev et al. (2006b). Elle montre une bonne correspondance avec les observations entreprises par WMAP-1 par exemple avec une valeur dans l'intervalle d'erreur fourni à un sigma. En revanche la dernière valeur en date pour la profondeur optique est de $\tau = 0.089 \pm 0.032$ (voir Planck Collaboration et al. 2013), ce qui est significativement différent. L'objectif des simulations est d'arriver à rendre compte de la bonne profondeur optique observée, ce qui commence à de plus en plus être le cas. En effet, l'étude de Ahn et al. (2012) a récemment permis de montrer que la prise en compte de l'influence des mini-halos de matière noire dans le budget des sources ionisantes permettait de s'approcher de la bonne valeur de la profondeur optique mesurée. En effet la prise en considération de ce type de halos aurait pour conséquence de rallonger la période de réionisation, ce qui aurait pour effet d'augmenter la valeur observée de la profondeur optique Thompson. Il faut cependant garder à l'esprit que les contraintes observationnelles relatives à cet effet sont calculées sur des quantités de gaz intégrées et sont donc difficiles à utiliser en vue de contraindre différents scenarii du déroulement de la période de réionisation.

2.2.5 Tailles des régions HII

Une autre technique utilisée consiste en l'étude de la distribution de la taille des régions HII dans un instantané donné des simulation ou bien à plusieurs instants (voir par exemple McQuinn et al. 2007, Zahn et al. 2007, Shin et al. 2008, Friedrich et al. 2011 et Chardin et al. 2012). Cette technique apporte des informations supplémentaires en regard des quantités mentionnées auparavant. En effet, elle permet de caractériser en moyenne le caractère local du champ d'ionisation en calculant la taille typique des régions générées par une ou quelques sources ionisantes. Cela peut être vu comme une information complémentaire de l'étude du spectre de puissance du champs ionisé qui donne des échelles

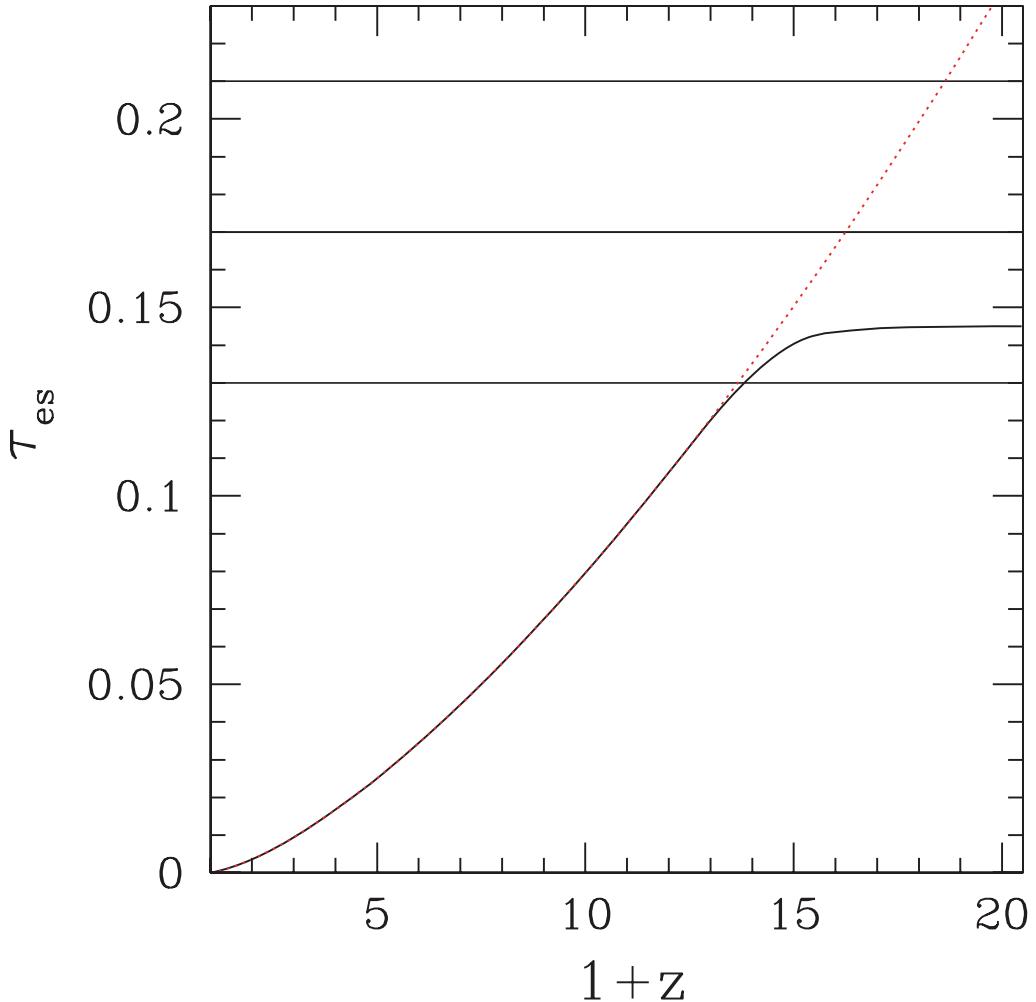


FIG. 2.9 – Exemple d'étude de l'évolution avec le redshift de la profondeur optique Thompson. La figure est extraite de Iliev et al. (2006b). Une représentation de la valeur la plus probable à un sigma de la profondeur optique établie par WMAP-1 (voir Spergel et al. 2003) est donnée par les ligne horizontales ($\tau = 0.17 \pm 0.04$) et montre une bonne correspondance avec la simulation. Aujourd'hui, avec les derniers résultats de Planck (Planck Collaboration et al. 2013), cet accord n'est plus réalisé.

caractéristiques mais pas une distribution totale des différentes tailles.

Ce genre de technique s'appuie sur l'identification des différentes régions HII dans les divers instantanés des simulations. Plusieurs possibilités sont envisageables en vue de réaliser cette identification comme les algorithmes *friends-of-friends* (FOF) ou encore la *Spherical Averaged method* (Voir section 3.2.2 du chapitre 3 pour les détails concernant ces techniques.) La démarche, après l'identification, consiste à calculer la taille de chaque région identifiée. Généralement l'approximation du rayon d'une sphère de volume égale au volume de la région identifiée est employée :

$$R = \left[\frac{3V}{4\pi} \right]^{1/3} \quad (2.39)$$

En figure 2.10, il est représenté deux exemples de calcul de tailles de régions HII. Le panneau (a) représente le calcul de la distribution des rayons des régions à un instant donné dans la simulation (figure extraite de McQuinn et al. 2007). La figure montre trois courbes représentant la distribution associée à trois modèles différents en regard de la recette adoptée pour l'émissivité des sources. Une telle étude permet donc de discriminer différents modèles et de regarder leurs influences de manière précise sur la tailles des régions ionisées. Le panneau (b) montre, lui, l'évolution de la distribution de la taille des régions en fonction de la fraction ionisée moyenne (figure extraite de Friedrich et al. 2011). Cet histogramme en deux dimensions, est également représenté pour deux modèles où l'émissivité des sources diffère. Une telle analyse permet de mettre en lumière rapidement l'influence du modèle utilisé sur l'évolution globale du phénomène durant toute la simulation. On peut notamment noter l'apparition d'une région HII unique dominante en taille qui émerge à des instants différents dans les deux modèles présentés. Le moment d'apparition de cette région est donc sensible aux paramètres utilisés dans les modèles et l'étude de cette région particulière peut permettre de contraindre les modèles.

2.2.6 Courbe Genus

Une dernière technique consiste en l'obtention de la courbe Genus de la distribution en densité de l'hydrogène neutre ou de la distribution en température de la raie à 21 cm par exemple. La courbe Genus d'un champ d'une variable x en deux dimensions est calculée comme ceci :

$$g_{2D}(x_{th}) = N_+(x_{th}) - N_-(x_{th}) \quad (2.40)$$

où x_{th} est une valeur seuil de la variable considérée, $N_+(x_{th})$ et $N_-(x_{th})$ sont respectivement le nombre de régions connectées avec $x > x_{th}$ et $x < x_{th}$.

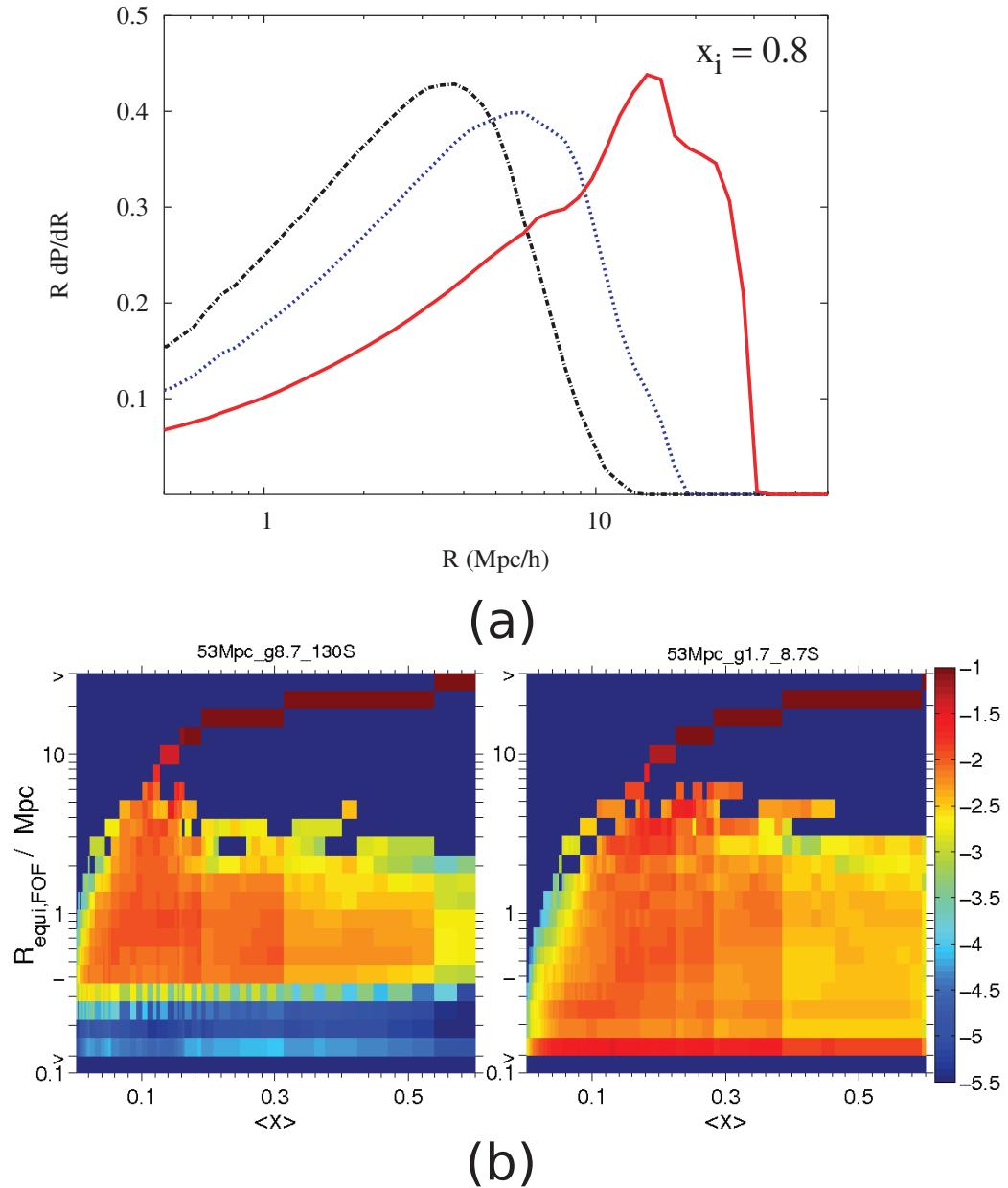


FIG. 2.10 – (a) Représentation de la distribution du rayon des régions HII à un instant donné ($\langle x \rangle \geq 0.8$) pour trois modèles avec des prescriptions différentes pour l'émissivité des sources (figure extraite de McQuinn et al. 2007). (b) Exemple d'évolution de la distribution du rayon des régions ionisées en fonction de la fraction ionisée moyenne (figure extraite de Friedrich et al. 2011 où deux modèles de sources ionisantes sont comparés).

L'étude d'une telle quantité peut être vue comme un analogue à l'étude du spectre de puissance du fait qu'elle permet de décomposer le champ en régions de différentes tailles et de calculer la puissance aux différentes échelles. L'intérêt de l'étude d'une telle quantité réside dans le fait que pour un champ Gaussien, la courbe Genus associée est une Gaußienne telle que :

$$g_{2D\text{Gauss}} \propto \nu \exp(-\nu^2/2) \quad (2.41)$$

avec

$$\nu = \frac{x_{th} - \langle x \rangle}{\sigma_x} \quad (2.42)$$

Il est alors possible de caractériser la déviation qu'un champ en deux dimensions présente par rapport à un champ Gaussien. Seules quelques études de simulations de la réionisation se sont focalisées à l'heure actuelle sur l'étude de cette quantité. Lee et al. (2008) a d'abord étudié la courbe Genus du champ bi-dimensionnel de la densité d'hydrogène neutre, ce qui leur permet notamment de suivre l'évolution de la topologie du processus de réionisation (voir figure 2.11). D'autre part, Ahn et al. (2010) ont étudié la courbe Genus des champs en deux dimensions de la température de brillance de la raie à 21 cm de l'hydrogène neutre. Cela leur a permis en comparaison de la courbe Genus du champ de densité de suivre l'évolution avec le redshift du processus de réionisation et de montrer que le processus devient rapidement non-Gaussien. La rapidité de calcul d'une telle quantité fait de cet outil d'analyse un bon candidat en vue d'étudier des batteries de modèles différents afin de contraindre les différents paramètres physiques mis en jeu dans les simulations.

2.2.7 Vers une nouvelle technique d'analyse

Il apparaît que tout les types d'analyses mentionnés sont, au premier ordre, de bons indicateurs en vue de tester la physique des modèles ainsi que la bonne validité des simulations. En revanche ces techniques ont pour la plupart comme défaut de ne raisonner que sur des quantités moyennes, ce qui ne permet aucunement de faire une étude locale du processus de réionisation. L'idéal serait de combiner l'approche globale moyenne déjà accessible avec des tests sur l'évolution distincte des différentes régions HII. C'est donc dans ce cadre que j'ai été amené à implémenter une nouvelle méthode d'analyse qui s'avère très robuste en vue d'appréhender plus en profondeur l'impact des modèles et de la physique mis en jeu dans les simulations du processus de réionisation. La démarche de cette nouvelle méthode d'analyse se base sur l'extraction d'un arbre de fusion des régions HII à partir des simulations. Elle permet de faire un suivi temporel du processus de fusion des différentes régions au cours du

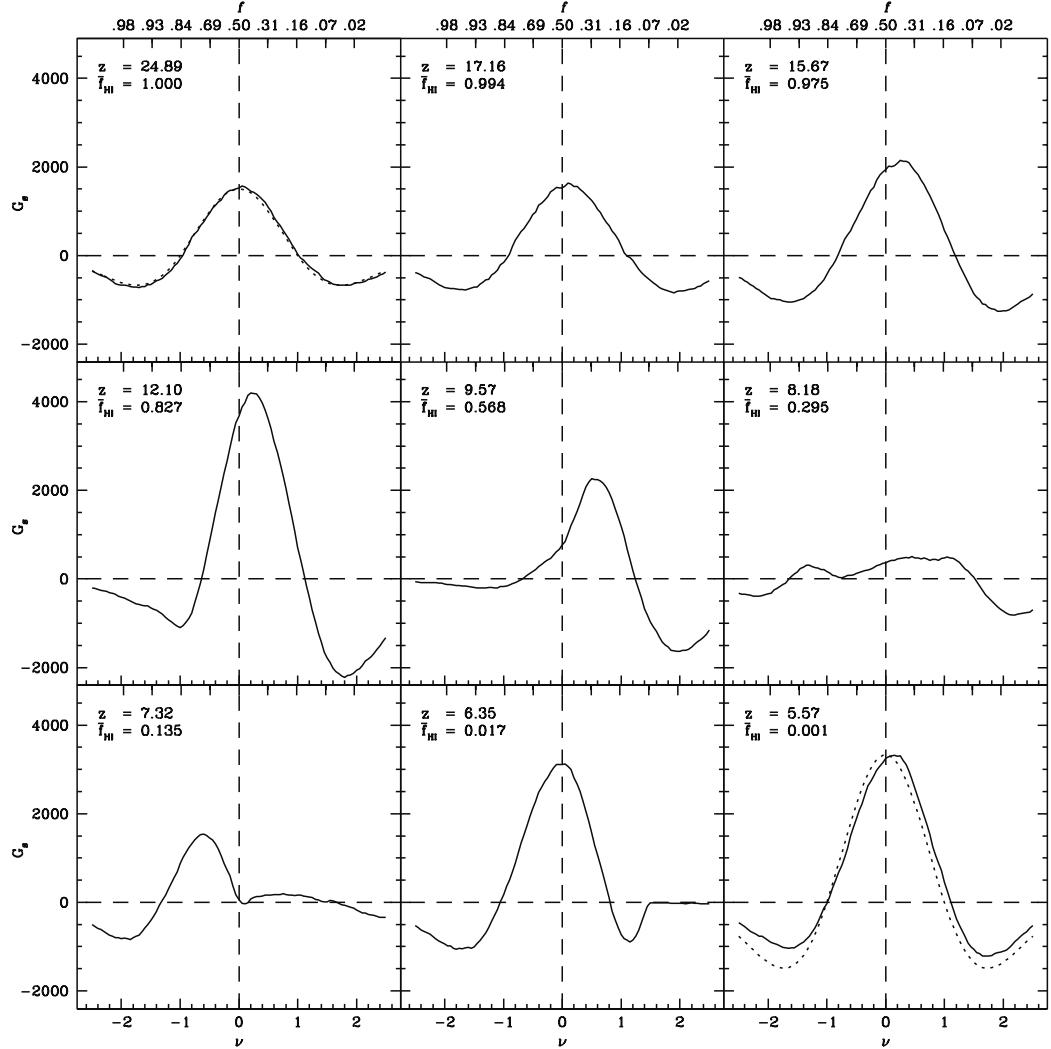


FIG. 2.11 – Courbe Genus du champ de densité de l'hydrogène neutre HI. La figure est extraite de Lee et al. (2008) et montre l'évolution de la courbe Genus en fonction du redshift z ou de la fraction moyenne d'hydrogène neutre \bar{f}_{HI} .

temps. Elle est également capable d'associer chaque source ionisante avec les différentes régions ionisées, ce qui donne une vue dynamique du phénomène en gardant une trace des divers processus locaux intervenant dans les simulations. La description de cette nouvelle technique d'analyse fera l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

Des arbres de fusion des régions HII

Tous les espaces du monde entier ne sont qu'un point, qu'un léger atome, comparés à son immensité.

Jean DE LA BRUYERE

Dans cette section, je m'attacherai à expliquer la méthodologie que j'ai développée en vue d'analyser de manière systématique des simulations de la période de réionisation de l'Univers. Cette technique s'appuie sur l'extraction d'un arbre de fusion des régions HII apparues au cours de la simulation du processus. En premier lieu, j'expliquerai comment est motivée l'approche en arbre de fusion en montrant que des méthodes similaires ont déjà été entreprises pour répondre à des problèmes astrophysiques. Deuxièmement, je m'attacherai à décrire la construction d'une telle méthode d'analyse qui se déroule en deux phases distinctes. Je finirais par détailler les propriétés dont le suivi peut être entrepris grâce à cette nouvelle technique et les intérêts qui en découlent pour appréhender la période de réionisation. Les avantages de la technique, ainsi que ces inconvénients seront soulignés tout au long de l'explication.

3.1 L'arbre de fusion, une idée pas si nouvelle

Depuis maintenant de nombreuses années, l'étude d'arbres de fusion s'est répandue dans la communauté astrophysique en vue d'appréhender de multiples problèmes de nature différentes. D'une part, des arbres de fusions peuvent être construits de manière analytique ou semi analytique en vue de

générer des histoires d’évolutions de halos de matières noires (Lacey & Cole 1993) ou de régions HII (Furlanetto et al. 2004b) pour étudier l’histoire de réionisation cosmique. D’autre part, des arbres de fusions de halos de matière noire (voir Roukema et al. 1997, van Kampen et al. 1999 et Kauffmann et al. 1999) ont été extraits des simulations en vue de contraindre leurs histoires d’évolution. En d’autres termes, les arbres peuvent soit être générés analytiquement pour servir de “graines” pour générer des modèles semi-analytiques d’évolution des galaxies soit être extraits des simulations pour servir de “sonde d’analyse” du phénomène simulé.

3.1.1 Arbre de fusion de halos de matière noire

Dans un premier temps de multiples auteurs (voir Lacey & Cole 1993, Kauffmann & White 1993, Somerville & Kolatt 1999, Raig et al. 2001, Hiotelis 2003, Parkinson et al. 2008, parmi d’autres) se sont intéressés à la génération analytique d’arbre de fusions de halos de matière noire en vue de répondre à diverses questions. Ces approches sont en majeures parties basées sur la théorie étendue de Press et Schechter (Extended Press-Schechter) encore appelé “The excursion-set formalism” (voir Bond et al. 1991). C’est une technique qui s’appuie sur la prescription de Press-Schechter (Press & Schechter 1974) qui permet d’obtenir la fonction de masse des halos à un instant donné. L’extension de “l’excursion-set formalism” par rapport à la théorie de Press-Schechter réside dans le fait qu’elle permet de calculer statistiquement la probabilité $P(M_2, z_2 | M_1, z_1)$ qu’un halo de masse donnée M_1 à un redshift z_1 ait une masse donnée M_2 à un redshift z_2 . Cette technique permet donc de suivre l’évolution et plus particulièrement l’histoire d’accrétion moyenne en masse des halos de matière noire de matière analytique (voir par exemple Sheth et al. 2001, Neistein et al. 2006 et Firmani & Avila-Reese 2013 et voir Zentner 2007 et Mo et al. 2010 pour des revues sur le sujet). Elle permet donc la génération d’arbre de fusion de halos de matière noire qui peuvent être l’ingrédient de départ en vue de générer des modèles semi-analytiques de formation et d’évolution des galaxies (voir par exemple Bond et al. 1991 et Lacey & Cole 1993). En figure 3.1 on représente une illustration d’arbre de fusion de halos de matière noire telle qu’elle pourrait être générés analytiquement (inspiré de Lacey & Cole 1993).

Pour ce qui est des arbres de fusions directement extraits des simulations une multitude d’études ont été entreprises afin de caractériser l’évolution hiérarchique de croissance des halos de matières noires telle qu’elle est induite par les simulations N-corps (Voir Roukema et al. 1997, van Kampen et al. 1999, Kauffmann et al. 1999 et Fakhouri & Ma 2008 par exemple). En figure 3.2, un arbre de fusion des halos de matières noire tel qu’on peut en extraire des simulations est représenté. Un tel arbre permet de voir quel halo va fusionner avec tel ou tel halo au cours du temps. Cela permettra de statuer sur l’accrétion en

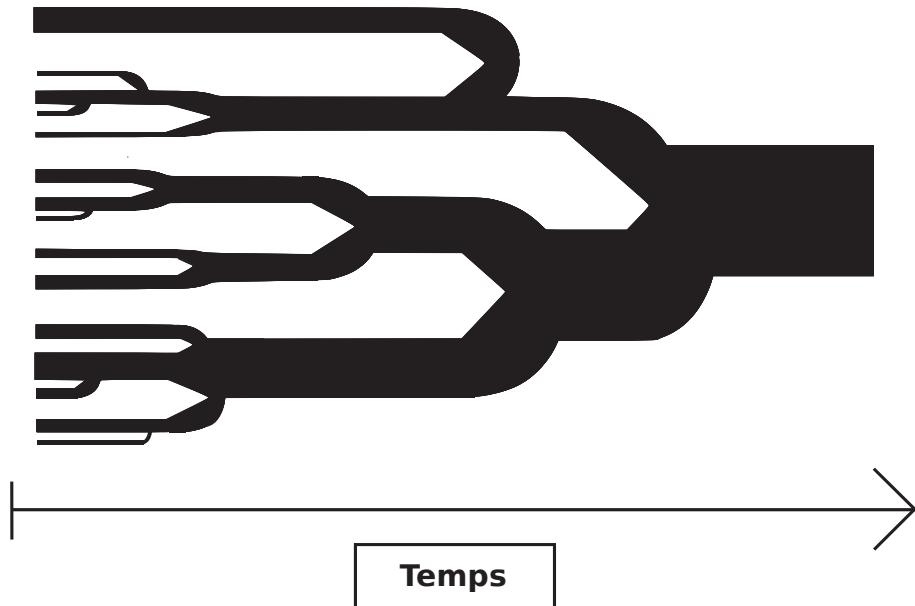


FIG. 3.1 – Schéma illustratif d’un arbre de fusion de halos de matière noire montrant la croissance en masse des halos par fusion successives. Le temps s’écoule de la gauche vers la droite et la taille des branches encode la masse des halos. (Figure inspirée de la figure 6 de Lacey & Cole 1993)

masse des différents halos au cours d’une simulation. La construction de tels arbres est faite en plusieurs étapes : la première étant l’identification des halos dans la simulation à tous les instants, la seconde consistant à faire le suivi de chacun des halos dans le temps en liant des halos identifiés entre les différents instantanés de la simulation. Un tel suivi temporel des halos de matières noires permet le suivi de leur propriétés à chaque instant de la simulation comme leurs positions dans l’espace, leurs tailles ou bien encore leurs masses. De plus cela permet de quantifier leur taux de fusions avec les halos environnant et ainsi de remonter à leurs histoires de croissance par fusion. De plus, de telles études permettent une comparaison entre les arbres de fusions de halos analytiques et ceux théoriques qui sont extraits des simulations (voir van den Bosch 2002 et Wechsler et al. 2002 par exemple). Cela permet d’affiner la précision des modèles analytiques et le degré d’erreur qu’ils peuvent induire si on les utilise pour générer des modèles semi-analytiques de formation et d’évolution des galaxies. En définitive l’extraction d’arbres de fusion de halos à partir des simulations est un bon outil en vue de contraindre différents problèmes relatifs à la formation et à l’évolution des galaxies, comme le taux de fusion des halos au cours du temps et ceux des galaxies en leur sein et l’évolution de leurs fonctions de masse.

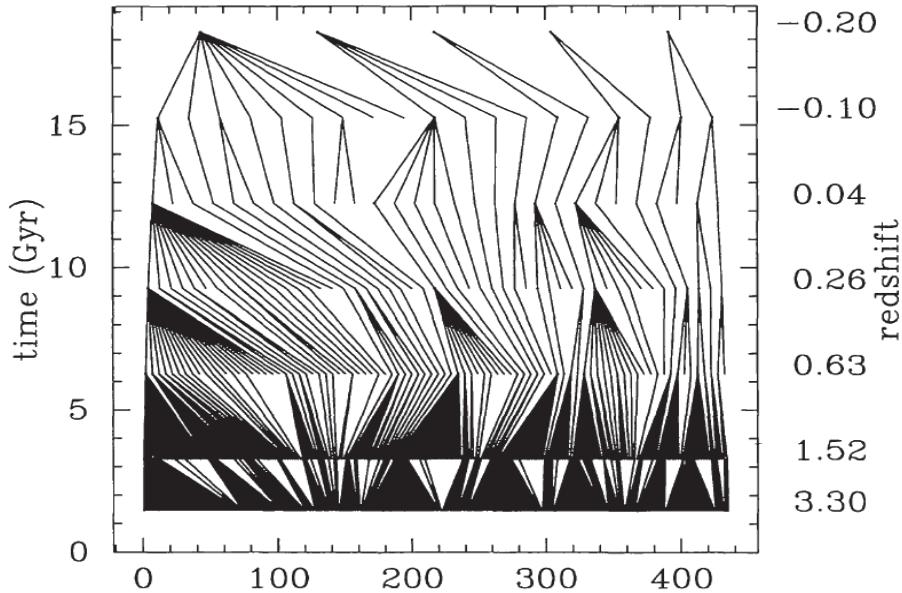


FIG. 3.2 – Schéma illustratif d'un arbre de fusion de halos de matière noire extrait d'une simulation (figure 8 de Roukema et al. 1997). La figure montre une multitude de halos détectés à différents instants et montre lesquels vont fusionner avec lesquels au cours du temps.

3.1.2 Arbre de fusions de régions HII

En ce qui concerne les régions HII, Barkana (2002) et Loeb et al. (2005) et aussi Furlanetto et al. (2004a) et Furlanetto et al. (2004b) se sont également inspirés de “l'excursion-set formalism” pour générer analytiquement des distributions de tailles de régions HII et des spectres de puissance du champ ionisé afin d'étudier la topologie du processus de réionisation de manière analytique (voir section 2.1.1 du chapitre 2 pour une explication de ce type d'approches). Bien que ces auteurs n'aient pas réellement obtenu d'arbre de fusion, la technique semi-analytique présentée permet la génération de tels arbres. De telles techniques dites semi-analytiques permettent de s'affranchir de l'utilisation de codes de transfert du rayonnement pour suivre l'évolution de la réionisation de l'Univers. Elles ont donc l'avantage de ne pas demander un grand temps de calcul et permettent la production rapide de champs ionisés réalistes. Même si une approche théorique avec la simulation complètement auto-consistante est plus motivée physiquement, la génération rapide de modèles semi-analytiques de la réionisation permet de tester une grande variété de modèles pour répondre à un large panel de questions dans un laps de temps restreint (voir Furlanetto & Oh 2005 pour l'influence de différents modèles sur la tailles des régions HII notamment et Furlanetto & Loeb 2005 pour l'étude de l'influence de différents paramètres sur l'évolution de la fraction ionisée globale).

En ce qui concerne les arbres de fusion de régions HII extraits directement de simulations, il n'existe aucune étude réalisée à ce jour. La majorité des auteurs qui se sont concentrés sur l'étude de régions HII dans les simulations de la réionisation n'ont en effet regardé que le champs des régions HII à des instantanés donnés des simulations. Ainsi des auteurs comme Iliev et al. (2006b), Zahn et al. (2007), Shin et al. (2008) et Friedrich et al. (2011) ont entrepris de caractériser la distribution de la taille des régions ionisées à différents instants correspondant à différents redshifts dans l'histoire de réionisation. D'autres parts, des études ont été réalisées pour caractériser la forme des régions HII (voir McQuinn et al. 2007 et Croft & Altay 2008 par exemple). Or l'étude dynamique de l'évolution du champs de régions ionisées n'a pas fait l'objet d'attention pour l'instant. Même si Friedrich et al. (2011) ont regardé l'évolution de la taille des régions sur toute la durée de leurs simulations, ils n'avaient pas accès à l'histoire de fusion des différentes régions entre elles durant le processus. C'est donc pourquoi durant ce travail de thèse j'ai été amené à considérer comment interagissent ces régions à l'intérieur d'une simulation en construisant un arbre de fusion de régions HII, ce qui sera expliqué dans les prochaines sections.

3.2 Obtenir l'arbre de fusion des régions HII

L'obtention d'un arbre de fusion des régions HII est obtenu en deux phases distinctes. La première consiste en l'identification des régions dans chaque instantané de la simulation. La seconde a pour vocation de lier les propriétés des régions d'un instantané à l'autre, et ce, entre tous les instantanés de la simulation. Je détaillerais ici comment générer un tel arbre à partir des données brutes de simulations.

3.2.1 Les données brutes de sorties de simulation

Lorsque l'on simule le processus de réionisation, il est possible d'avoir accès à de nombreuses propriétés en sortie. On peut ainsi obtenir un suivi des cartes de champs de densité, de champs de température ou encore la carte de la fraction d'atomes ionisés dans chaque instantané de la simulation. Le suivi des cartes de températures permet de tracer l'évolution du chauffage établi par le fond UV et permet ainsi de suivre les zones où la formation d'étoiles devient possible. Le suivi des cartes de densité permet, lui, d'entreprendre la localisation des divers sites de formation de sources ionisantes en traçant les lieux où se forment les futures galaxies. Pour étudier le processus de réionisation dans les simulations, la majorité des auteurs se focalisent sur l'évolution des cartes du champ d'ionisation. Dans mon cas, c'est également les cartes des fractions d'ionisation à chaque instant qui ont été mes données brutes de base en vue

d'extraire un arbre de fusion des simulations.

Ces données ont une structure tri-dimensionnelle sous forme de cubes représentatifs de l'Univers à chaque instant. Dans chaque cellule du cube on a alors accès à la valeur locale de la fraction ionisée x qui représente le rapport du nombre d'atome d'hydrogène dans un état ionisé sur le nombre d'atome d'hydrogène total (neutre et ionisé) :

$$x = \frac{n_{\text{HII}}}{n_{\text{HI}} + n_{\text{HII}}} \quad (3.1)$$

Ce rapport a une valeur entre zéro et un, respectivement pour une cellule du cube totalement neutre et une cellule totalement ionisée. Un de nos objectifs est donc de partir de ces données et de les transformer de manière à en sortir une carte de régions HII en vue d'obtenir l'arbre de fusion.

3.2.2 L'identification des régions HII : l'algorithme *friends-of-friends*

La première étape de la génération de l'arbre de fusion a pour vocation d'identifier toutes les régions HII dans tous les instantanés d'une simulation. Le processus d'identification a pour but de transformer les cartes de fractions ionisées décrites dans la section précédente en cartes où il ne reste que des régions HII individuelles. Une telle méthode est connue sous l'appellation d'algorithme *Friends-Of-Friends* (FOF) en raison de la nature de l'exploration qui se fait de cellules voisines en cellules voisines (ou cellules "amies"). L'idée simple est de lier entre elles les cellules voisines que l'on considère ionisées en les marquant comme appartenant à une seule et même région.

Une première chose à définir est le critère à considérer en vue de savoir si une cellule est ionisée ou non. Dans tout le reste de cette thèse et les travaux associés, j'ai considéré qu'une cellule est ionisée si sa fraction d'ionisation $x \geq 0.5$. Cette valeur de 0.5 a été motivé par des travaux antérieurs utilisant le même critère (Voir Iliev et al. 2006b et Friedrich et al. 2011 par exemple) pour dériver des cartes de régions HII à partir des simulations. De plus, j'ai vérifié que la variation de ce seuil ne changeait pas la distribution de la taille des régions HII identifiées (voir la section 3.4.2 de ce chapitre et l'article Chardin et al. 2012). Une fois cette hypothèse admise, l'algorithme d'identification a pour vocation de balayer chaque cube, correspondant à chaque instantané, de la simulation pour y identifier les régions HII. La procédure d'identification peut être résumée par l'algorithme dont une illustration est donné en figure 3.3.

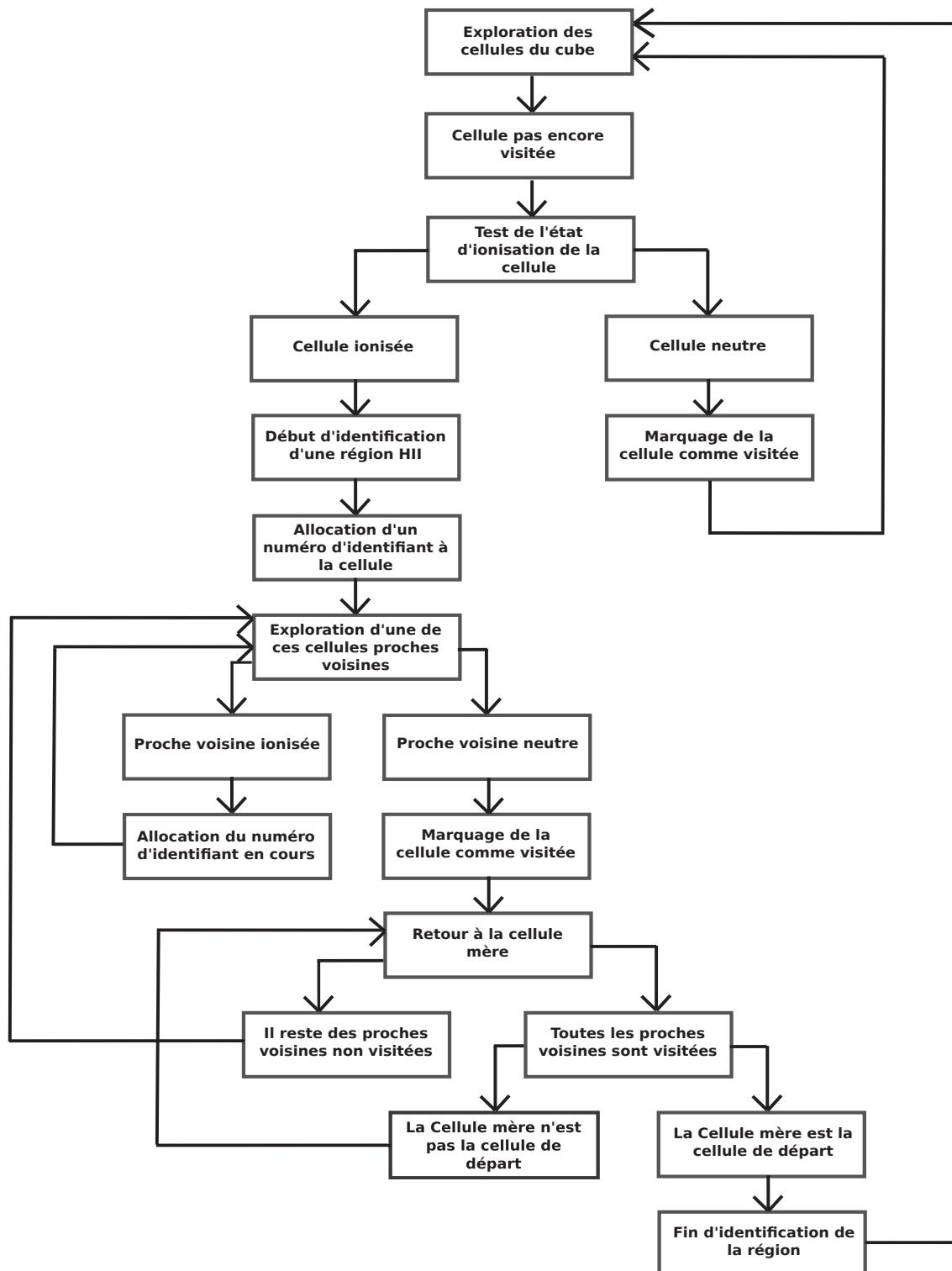


FIG. 3.3 – Schéma illustratif de l'algorithme d'identification des régions HII dans un instantané d'une simulation.

Dès que l'identification d'une région est terminée il y a alors incrémentation du numéro d'identifiant pour la prochaine région dont l'identification va commencer. L'idée est finalement de répéter cette identification jusqu'à ce que le cube entier ait été visité. Finalement l'objectif est de répéter ce processus d'identification dans tous les instantanés de la simulation. En figure 3.4 on peut voir le champ des régions HII identifiées pour trois instantanés différents d'une simulation. Les trois champs sont représentés avant et après la procédure d'identification pour permettre une comparaison et une vue de la transformation résultante.

Un tel algorithme d'exploration et d'identification aurait pu être appréhendé de manière différente. En effet, dans un premier temps, l'implémentation de la méthode d'identification a été réalisée de manière récursive. Dans ce type d'approche toute l'arborescence relative au suivi des cellules mères-filles lors d'une identification est gardée en mémoire. Ainsi, un tableau recensant tous les indices des cellules appartenant à une région est gardée en mémoire lors de l'identification. Ensuite, dans un autre cube de la même taille que celui de la simulation, les mêmes indices sont marqués par le numéro d'identifiant de la région dont le suivi vient d'être entrepris. Pour l'identification de régions de petite taille, cela ne pose pas de problèmes en pratique. En revanche dès que la résolution des simulations (le nombre de cellule de la grille) et que la taille des régions à identifier augmentent, une telle approche peut se heurter à des problèmes de dépassement de mémoires. C'est pourquoi la technique décrite par la figure 3.3 a été utilisée qui présente l'avantage d'utiliser des tableaux intermédiaires permettant d'accéder directement au statut d'une cellule par rapport aux autres. Ainsi, un tableau de liens cellules mères-filles pour toutes les cellules du cube a été créé ainsi qu'un tableau de l'état de visite de chacune des cellules. De tels tableaux intermédiaires permettent de s'affranchir de la mise en mémoire d'arborescences complètes qui gardent en mémoire le suivi de l'exploration lors de l'identification d'une région. Un résumé de ces deux types d'approches est donné en figure 3.5.

De plus la technique d'identification des régions utilisée a été parallélisée en vue d'accélérer le calcul. Ainsi chaque cube de données correspondant à un instantané de la simulation a été divisé en plusieurs sous-cubes sur lesquels l'identification des régions est lancée en parallèle. La parallélisation de l'algorithme est faite de telle manière que le cube peut être découpé en autant de sous-cubes qu'il y a de processeurs disponibles sur l'ordinateur. La procédure d'identification peut donc être réalisée très rapidement sur des super-calculateurs. Ensuite une reconstruction du cube total avec les régions identifiées est faite avec une reconnexion des différentes faces des sous-cubes. Ainsi les régions appartenant en même temps à des sous-cubes différents sont reconnectées et les numéros d'identifiants associés sont remis à jour pour n'avoir plus qu'une seule région identifiées avec un numéro unique. L'illustration d'une telle procédure est donné par le schéma de la figure 3.6.

3.2 Obtenir l'arbre de fusion des régions HII

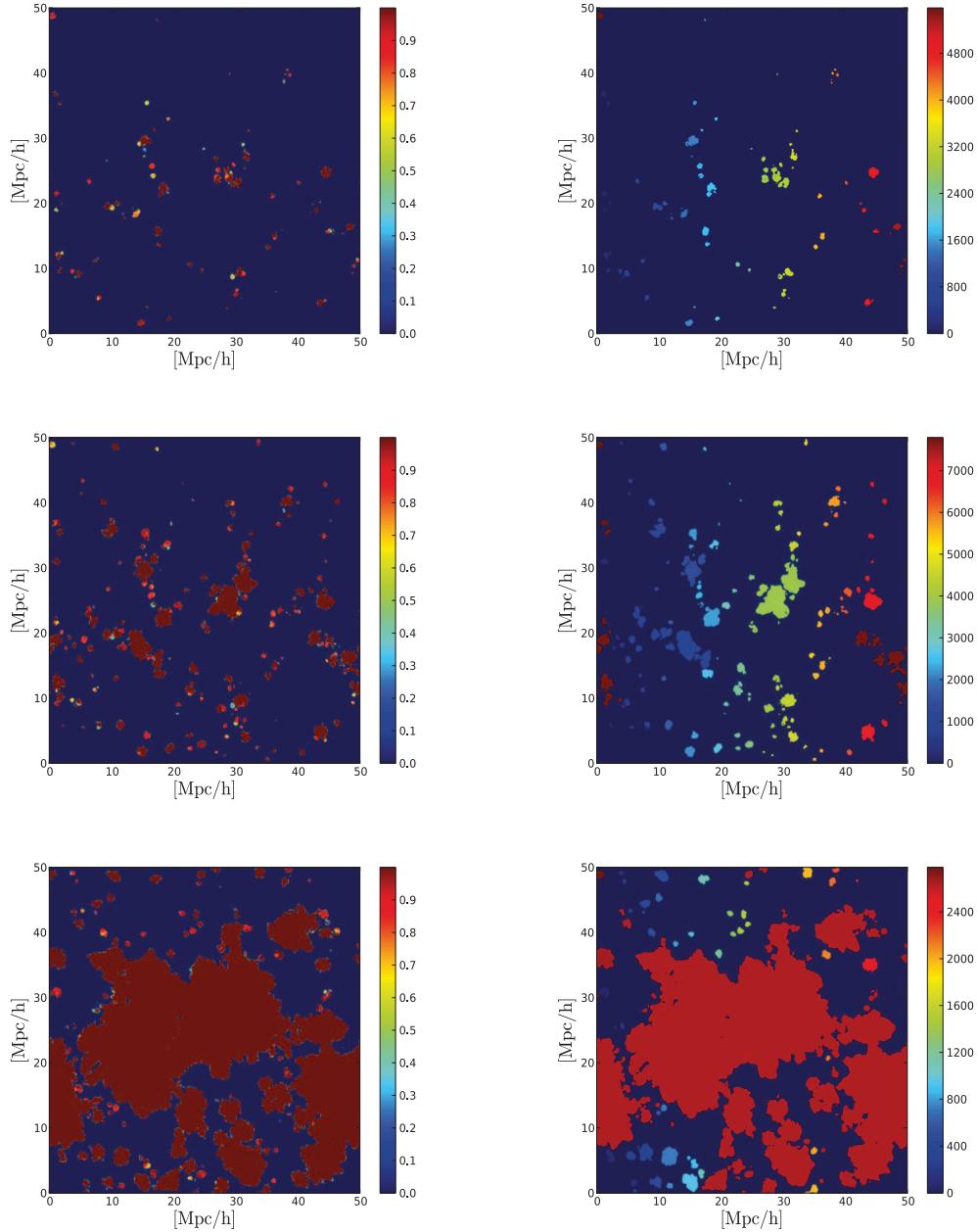


FIG. 3.4 – Représentation de l'identification des régions HII dans une même simulation de 50 Mpc/h de coté. A chaque fois on montre une même tranche du cube mais à trois instantanés différents de la simulation. A gauche on voit le champ ionisé d'une tranche du cube avant l'identification et à droite après l'identification pour la même tranche. Les différentes couleurs à droite représentent les différents numéros d'identifiants alloués à chaque région au cours de l'identification.

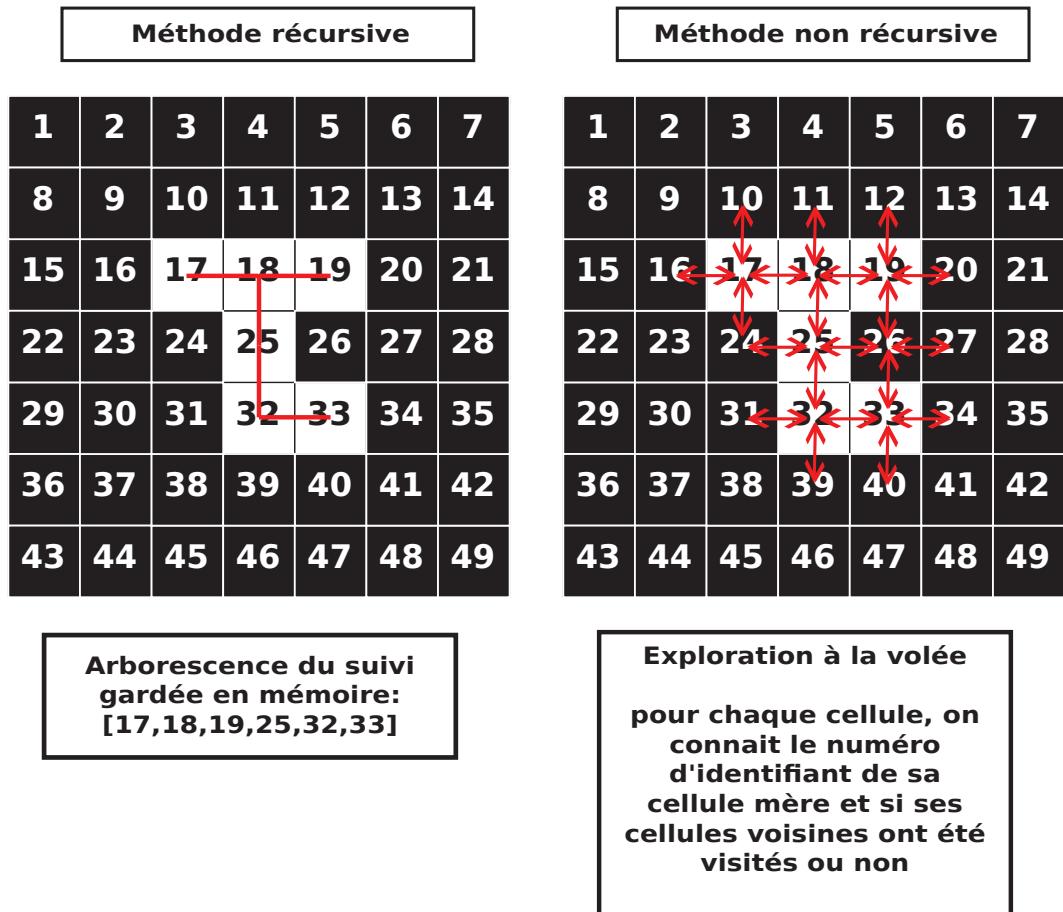


FIG. 3.5 – Schéma illustratif des deux approches pour l'identification des régions HII : la méthode récursive et la méthode non récursive. Le schéma montre le parcours suivi par l'algorithme lors de l'identification d'une région en deux dimension. Dans la méthode récursive l'arborescence du parcours est gardée en mémoire pendant l'identification. Au contraire, l'approche récursive fait une exploration “à la volée”. Pour chaque cellule, des tableaux intermédiaires permettent de connaître l'indice de sa cellule mère ainsi que l'état de visite de ses proches voisines, ce qui évite de garder l'arborescence en mémoire.

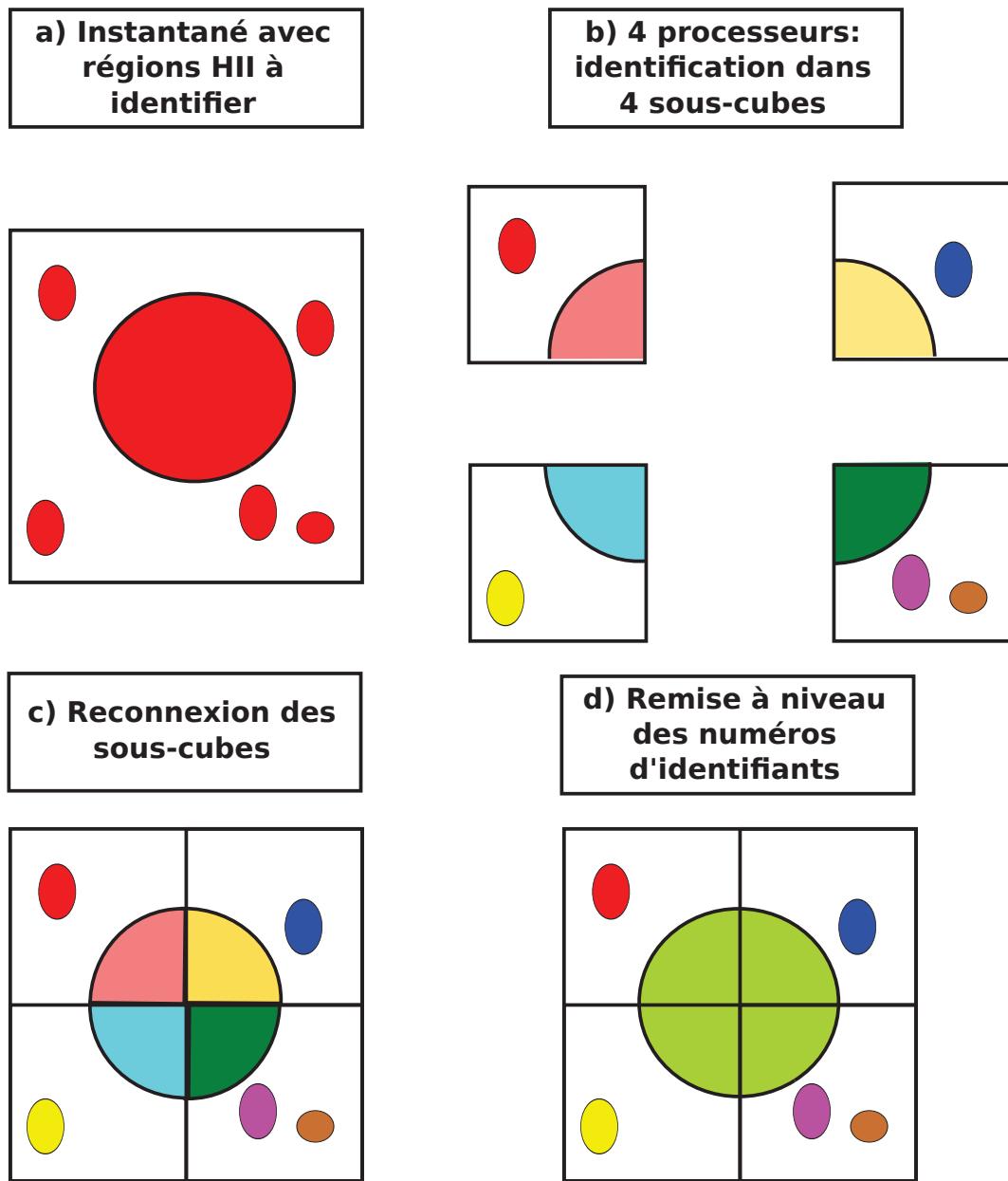


FIG. 3.6 – Schéma illustratif de la procédure de parallélisation de l'identification des régions HII dans un instantané d'une simulation. Si il y a 4 processeurs disponibles, l'instantané est découpé en 4 sous-cubes et l'identification est lancée en parallèle. Ensuite, il y a reconnexion des faces du cube et remise à niveau des numéros d'identifiants pour les régions à cheval sur plusieurs sous-cubes. Les différentes couleurs encodent les différents numéros d'identifiants alloués pendant l'identification.

La méthodologie pour identifier les régions HII basée sur l’algorithme *friends-of-friends* (FOF) n’est pas la seule possible et d’autres méthodes ont également vu le jour dans la littérature. Ainsi la *Spherical Average method* (Zahn et al. (2007)) est également une technique communément utilisée (Furlanetto et al. (2004b), Furlanetto et al. (2004a) et Friedrich et al. (2011)). Cette technique a pour idée principale de “dessiner” des sphères autour de chaque cellule du cube en faisant varier leurs rayons tout en regardant la valeur moyenne de la fraction ionisée à l’intérieur de chaque sphère. En partant de sphère large avec un diamètre de la longueur de la boîte, l’idée est de faire décroître le rayon de la sphère éventuellement jusqu’à la taille d’une cellule du cube. A chaque rayon étudié, il y a une comparaison faite entre l’ionisation moyenne inscrite dans la sphère avec un seuil d’ionisation donné. Une cellule est alors marquée comme ionisée et comme appartenant à une bulle de rayon R si R est le rayon maximum à partir duquel l’ionisation moyenne inscrite dans la bulle dépasse le seuil d’ionisation fixé. Cette technique est utile pour obtenir des densités de probabilités (pdf) de tailles de bulle à divers instants au cours de la simulation. Elle révèle des disparités en terme de distribution de taille par rapport à la méthode d’identification FOF comme montré par Friedrich et al. (2011). Une telle méthode permet d’obtenir une distribution avec plus de statistique que la méthode FOF étant donné que chaque cellule du cube est relié à une région HII dédiée. Au contraire dans l’approche FOF plusieurs cellules appartiennent à une seule et même région. En revanche la technique *spherical average method* ne permet pas de faire le suivi dans le temps de la localisation spatiale de chacune des régions HII contrairement à la technique FOF du fait que des cellules peuvent appartenir à plusieurs régions à la fois. Or, c’est une information nécessaire si l’on veut pouvoir suivre l’évolution d’une région HII donnée d’un instantané à l’autre.

3.2.3 Le suivi temporel des régions HII

Une fois l’identification des régions HII établie dans tous les instantanés d’une simulation, l’objectif est d’obtenir l’évolution de leurs propriétés d’un instantané à l’autre, et ceci entre tous les instantanés de la simulation. L’idée simple qui a été choisie a été de suivre dans le temps l’évolution du numéro d’identifiant d’une région, alloué durant la procédure d’identification, d’instantané en instantané. Le principe de suivi du numéro d’identifiant d’une région donnée est résumé par les étapes décrites dans le schéma explicatif d’un tel algorithme en figure 3.7. La démarche consiste à regarder au temps $t+1$ quel est le numéro d’identifiant le plus présent dans les cellules d’une région identifiée au temps t et de lier les deux numéros d’identifiants entre eux. De même, une vue schématique du suivi d’une région entre deux instantanés consécutifs est donnée en figure 3.8.

Il est à noter que le principe de cet algorithme repose sur le fait qu’une

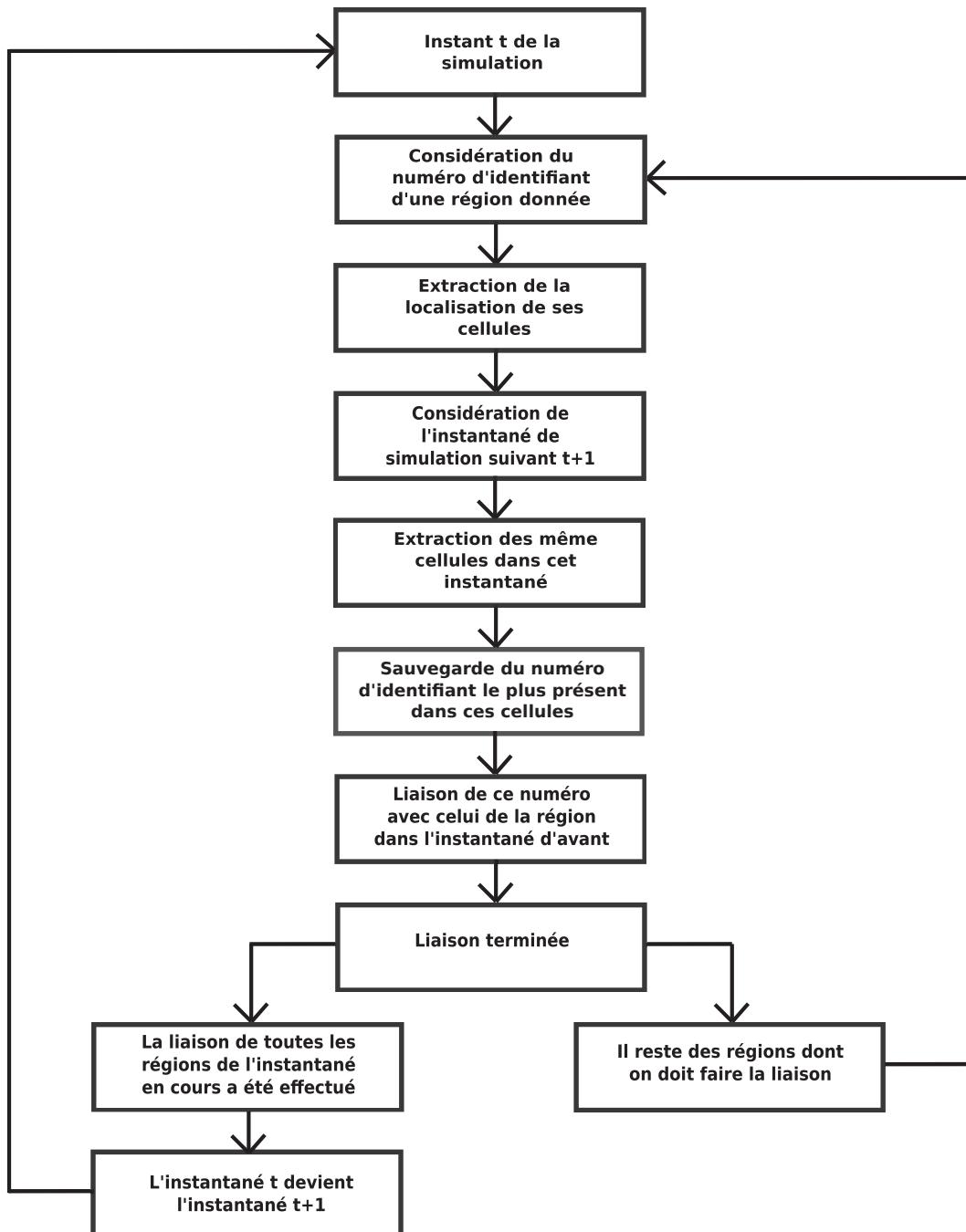


FIG. 3.7 – Schéma illustratif de l'algorithme de liaison des numéros d'identifiants des régions HII d'un instantané à l'autre d'une simulation.

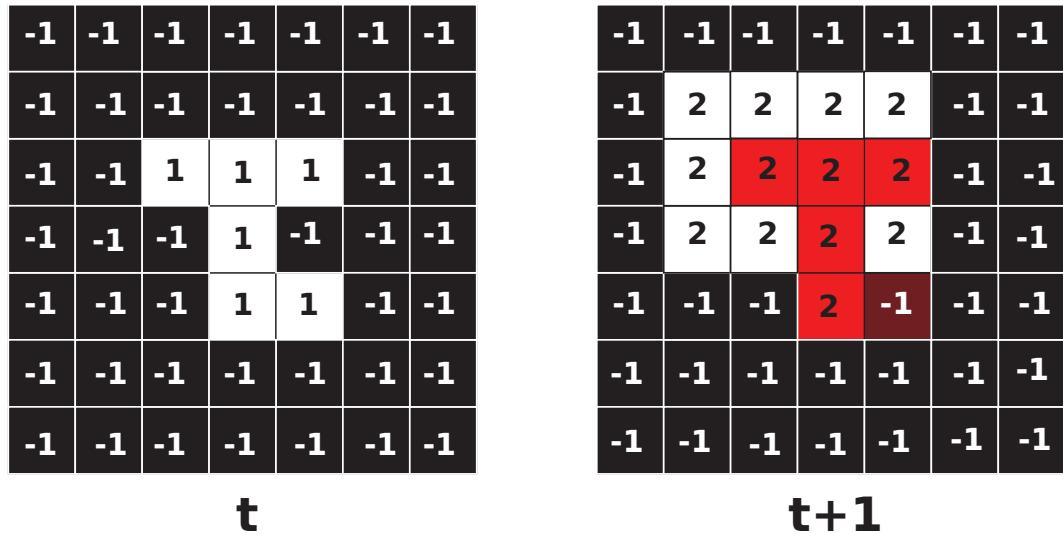


FIG. 3.8 – Schéma illustratif de comment procède l'algorithme de suivi des régions HII entre deux instantanés d'une simulation. Les cellules neutres sont représentées en noir et ont un numéro d'identifiant égal à -1. Les cellules ionisées sont blanches avec un numéro d'identifiant différent de -1. Au temps t la région HII identifiée a un numéro d'identifiant égal à 1. La démarche consiste à regarder au temps $t + 1$ où sont localisées les cellules correspondantes (en rouge). Dans cet exemple, le numéro d'identifiant 1 au temps t est associé au numéro d'identifiant 2 au temps $t + 1$ puisque c'est le numéro le plus présent à l'intérieur des cellules correspondantes.

régin est toujours présente à la même position spatiale dans le cube d’Univers dans deux instantanés consécutifs. Elle présuppose même naïvement que, d’un instantané à l’autre, la régions HII s’est étendue et que toutes les cellules appartenant à la région à un temps t lui appartiennent au temps $t+1$. Or, il se peut qu’une région diminue en taille au cours du temps du fait du phénomène de recombinaison des atomes d’hydrogène dans les milieux denses. Il advient donc que des cellules d’une région dans l’instant t n’ait pas de numéro d’identifiant dans l’instant $t+1$ car elles ont alors été détectées comme neutre lors de la procédure d’identification. Il se peut même que des régions disparaissent entre deux instantanés consécutifs de la simulation. Une autre conséquence de la recombinaison peut également être la division d’une seule et même région dans l’instant t en plusieurs régions différentes à l’instant $t+1$ (voir illustration de ce phénomène en figure 3.9). C’est un désavantage inhérent de la méthode d’identification FOF qui lie les cellules d’une région en se propageant de cellules proches voisines en cellules proches voisines. C’est pour cela qu’il a été décidé de lier une région entre deux instants en considérant le numéro d’identifiant le plus présent dans les cellules de la région initiale dans l’instant $t+1$.

3.3 Les propriétés de l’arbre de fusion

Je me propose ici de lister et détailler les propriétés qui peuvent être appréhendées une fois l’arbre de fusion des régions HII obtenu dans une simulation. Je montrerai que l’arbre permet de dégager des informations sur la nature des régions à un instant donné de la simulation et que l’on peut ainsi faire une étude globale sur l’évolution de la nature des régions au cours du temps. Dans un second temps je montrerai comment l’arbre permet de faire une étude plus en profondeur en étudiant l’évolution de chacune des régions au cours du temps et comment l’on peut alors comparer les différentes histoires locales de réionisation.

3.3.1 La nature des régions HII

Dans un premier temps, un tel arbre permet de statuer sur la nature des différentes régions HII présentes dans un instantané donné de la simulation. Il est ainsi possible de savoir si une région vient juste d’apparaître, si elle était déjà présente auparavant, ou bien si elle est issue de la fusion de deux ou plusieurs autres régions présentes auparavant par exemple. Voici la liste des différents types de régions que l’on peut ainsi rencontrer à un instant donné de la simulation :

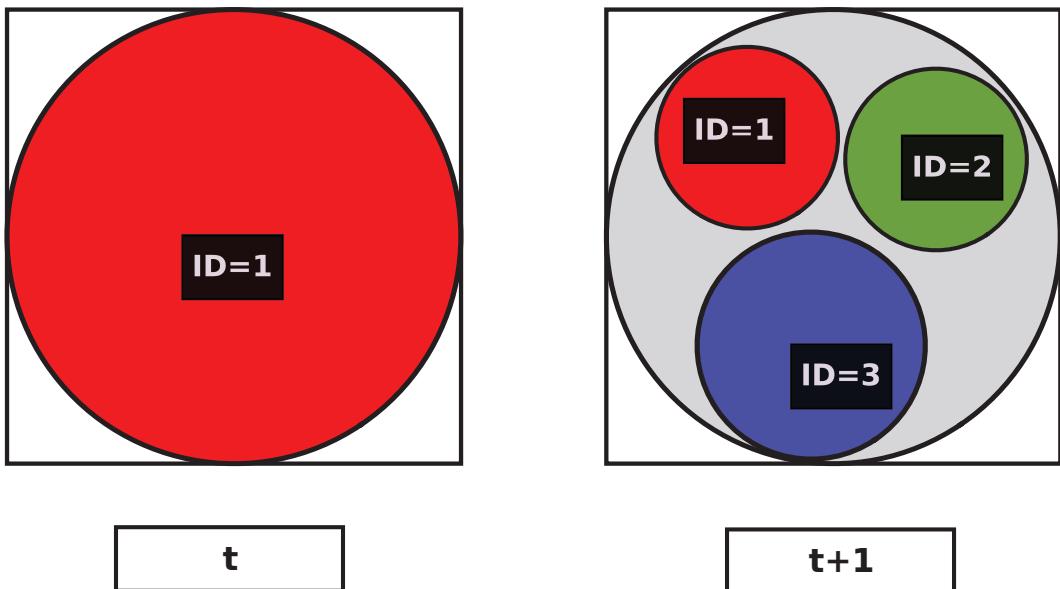


FIG. 3.9 – Illustration, pour une tranche du cube, de la division d'une seule région en plusieurs par phénomène de recombinaison. La procédure d'identification *friends-of-friends* va alors identifier trois régions dans l'instantané $t+1$ là où il n'y en avait qu'une seule à l'instant t . Le suivi des propriétés des régions dans le temps fera correspondre les numéros d'identifiants 1 et 3 à la même région entre les instants t et $t+1$. En effet le numéro 3 dans l'instantané $t+1$ est le numéro le plus présent à l'endroit où l'unique région était présente à l'instant t . Finalement, les deux autres régions présentes à $t+1$ seront identifiées comme des nouvelles régions qui viennent d'apparaître à cet instant là.

- Les nouvelles régions HII qui viennent d’apparaître qui tracent typiquement les lieux de naissances des nouveaux sites ionisants.
- Les régions pré-existantes qui s’étendent sans subir de fusion. Ces régions permettent de tracer le phénomène d’expansion des différentes régions, ce qui permet de contraindre l’action des sources ionisantes.
- Les régions qui vont recomburer et disparaître dans l’instantané suivant.
- Les régions HII issues de la fusion d’une ou plusieurs régions qui permettent le suivi de l’intensité du phénomène de percolation des régions en fonction du temps. Cela permet de remonter à la distribution sous-jacente des différentes sources.

Il est à noter que l’on peut également connaître et compter le nombre de régions parentes ou progénitrices d’une région issue de fusion. En figure 3.10 on peut voir une illustration des différentes natures ou types de régions HII que l’on peut rencontrer à chaque instant dans la simulation.

Il se trouve donc que l’arbre de fusion des régions HII peut être vu comme une “sonde” d’analyse qui mesure l’impact des paramètres de simulation sur l’évolution de la nature des régions HII. On peut ainsi compter à chaque instant la proportion relative des différents types de régions présentes, mesurer l’intensité du phénomène de fusion et le taux de régions sensibles à la recombinaison. En combinant ces mesures, il est alors possible de dégager un scenario du processus de réionisation au cours de toute la simulation. En comparant différents scenarii de réionisation issues de plusieurs simulations différentes il est finalement possible de quantifier l’influence des paramètres d’entrée sur la morphologie globale du phénomène. Une telle étude fera l’objet du chapitre 4.

3.3.2 Les propriétés individuelles des régions

En plus des propriétés globales que l’on peut extraire avec l’arbre de fusion, il est également possible de suivre chaque histoire individuelle relative à la vie d’une région HII donnée. Il est donc possible de faire une étude du comportement moyen des histoires locales de réionisation et regarder comment “l’environnement cosmologique de naissance” d’une région ionisée influe sur son évolution. A partir de l’arbre, il est possible d’obtenir un catalogue des propriétés des régions HII qui a pour vocation de lister les propriétés de chacune des régions apparues, et ceci tout au long de la simulation de la naissance de la région jusqu’à la fin de la réionisation. Un tel travail fera l’objet du chapitre 6.

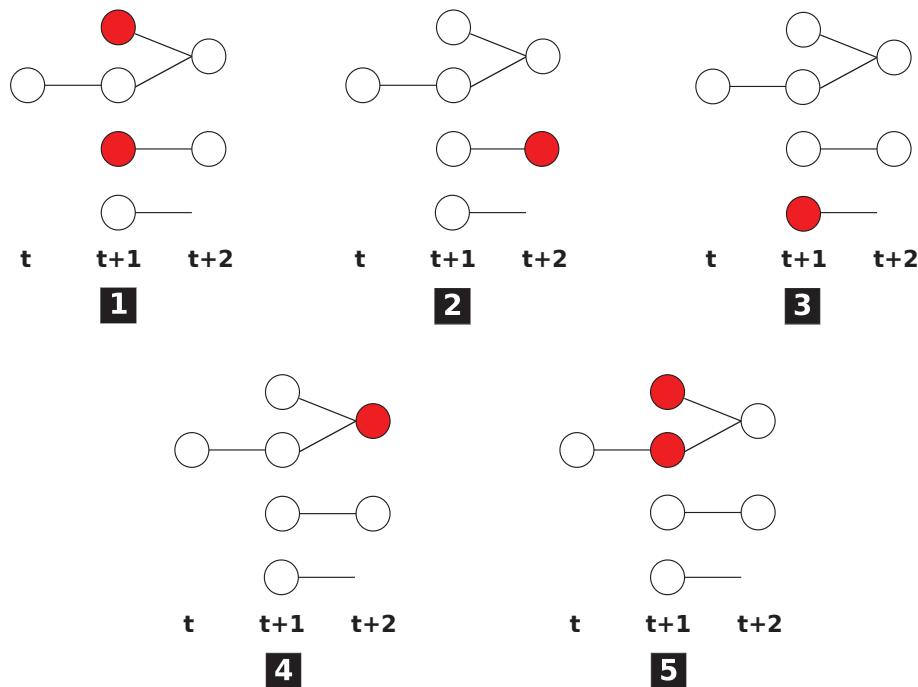


FIG. 3.10 – Illustration des propriétés que l'on peut suivre quant à la nature des régions HII grâce à l'arbre de fusion. Dans chaque diagramme, le symbole en rouge symbolise la propriété que l'on regarde. 1 : Les nouvelles régions ; 2 : Les régions en expansion ; 3 : les régions qui recombinent ; 4 : les régions issues de fusions et, 5 : le nombre de parents pour les régions issues de fusions.

3.4 Avantages et problèmes de la méthode

3.4.1 Les possibilités ouvertes par l'arbre de fusion

En figure 3.11, on schématise les trois types d'analyses que l'on peut entreprendre grâce à l'arbre de fusion. Il apparaît que l'arbre est un outil qui permet de faire deux types d'analyses bien distinctes qu'on appellera analyse longitudinale et transversale. En effet, dans un premier lieu l'arbre nous permet de faire le suivi des propriétés des régions HII dans un seul instantané donné de la simulation, que l'on peut voir comme une analyse transversale. Une telle analyse peut être vue comme une caractérisation du champ de région HII à divers instants dans la simulation. De manière complémentaire, l'arbre permet également une analyse qu'on appellera longitudinale qui consiste à suivre chacune des différentes régions dans le temps. Une telle analyse se révèle complémentaire de l'analyse transversale et permet de statuer sur l'évolution dynamique de chacune des régions. Un troisième type d'analyse consiste en la combinaison des deux types d'analyses longitudinale et transversale. En effet, il est possible d'avoir des informations sur le champs des régions HII à un instant donné tout en tenant compte de leur passé ou devenir proche. En section 3.3.1, nous avons effectivement vu que l'on peut statuer sur la nature des régions HII à un instant donné. Ainsi, il est possible de savoir si une région vient de naître, ce qui se caractérise par l'apparition d'une nouvelle branche dans l'arbre. Dans le même ordre d'idée, il est également possible, par exemple, de savoir si une région est sensible à la recombinaison, ce qui se caractérisera par une région disparaissant dans l'arbre dans l'instantané suivant.

L'arbre est un nouvel outil qui permet de mettre en lumière de nouvelles caractéristiques du phénomène simulé comparé aux méthodes d'analyses usuelles des simulations. En effet, les études menées sur l'évolution de la fraction d'ionisation moyenne ou l'évolution de la profondeur optique Thompson sont des analyses moyennées sur le volume entier de la simulation à un instant donné. De même, l'étude des cartes d'ionisation ou de leurs spectres de puissance se limite à une analyse statique du phénomène à un certain instant dans la simulation. Il est évidemment possible de quantifier l'évolution dynamique du phénomène de réionisation induit par la simulation par le biais de ces quantités, mais il faut alors regarder pas à pas, d'instantané en instantané, comment ces quantités varient.

L'arbre de fusion des régions HII est une bonne réponse en vue d'étudier la dynamique globale du processus de réionisation. En effet, il permet de faire le suivi individuel des régions apparues dans la simulation et de statuer sur l'évolution de leurs propriétés au cours du temps. Ainsi, il est possible de quantifier comment évolue globalement le champ de régions HII au fur et à mesure que la réionisation progresse. Par conséquent, il est possible de savoir

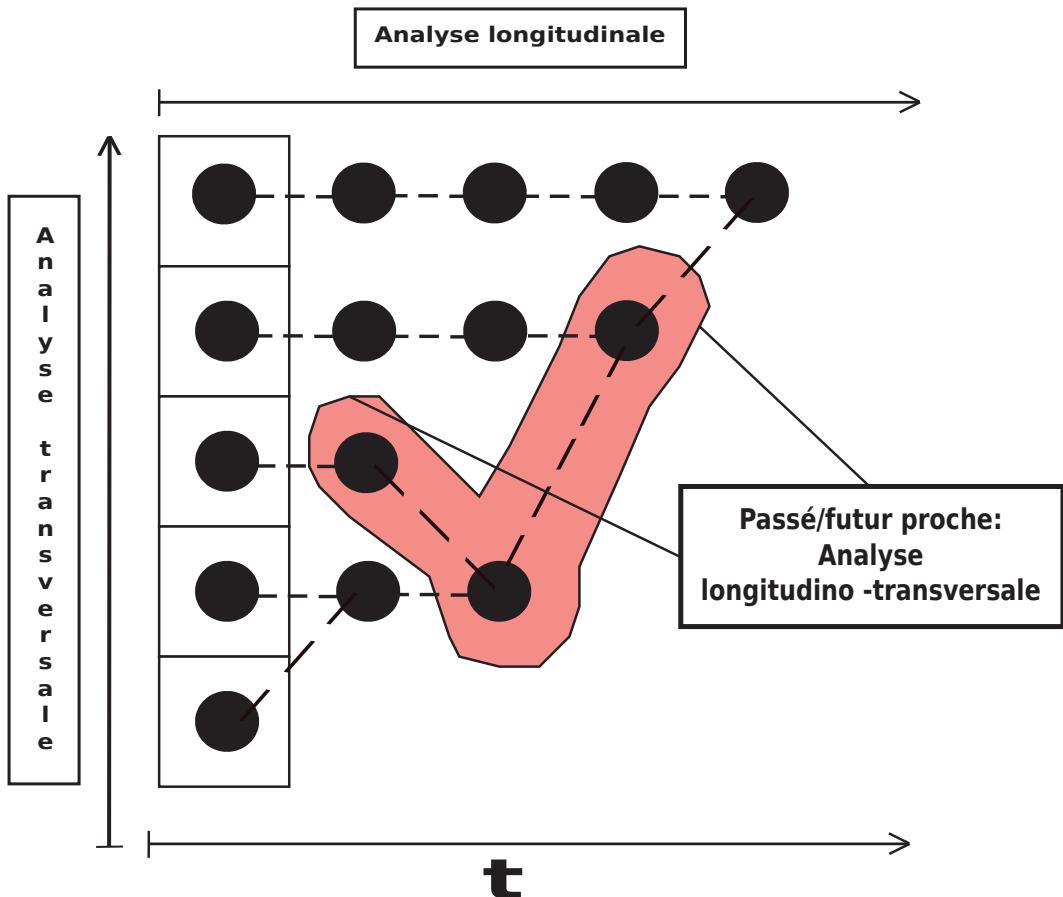


FIG. 3.11 – Illustration des différents types d'analyses que l'on peut entreprendre avec l'arbre de fusion des régions HII. On peut étudier un champ de région HII statique, à un instant donné dans la simulation, ce qu'on appelle une analyse transversale. On peut également suivre la variation des régions avec le temps, ce qu'on appelle une analyse longitudinale. Enfin on peut étudier le champ de régions à un instant donné en prenant en compte les instantanés suivant et précédent pour caractériser la nature des différentes régions, ce qu'on appelle une analyse longitudino-transversale.

quel type de régions HII (voir section 3.3.1) prédominent à tel ou tel instant. On peut également avoir accès aux tailles des régions et suivre leur taux de croissance, ainsi que leurs taux de fusion avec d'autres régions par exemple. Il résulte donc qu'une telle approche d'analyse permet de dégager les liens entre topologie du phénomène et le temps cosmique considéré.

D'autre part, les techniques usuelles, autres que l'arbre, ne permettent pas de faire un suivi local des propriétés de la simulation. En effet, les quantités étudiées, étant moyennées sur tout le volume, ne donnent aucune information à un instant donné sur les propriétés locales de réionisation d'une galaxie particulière par exemple. De plus, comme déjà mentionné, ces quantités ne permettent pas de suivre temporellement une région particulière du volume simulé. En effet, elles se concentrent majoritairement sur l'évolution globale dans la simulation en regardant le changement de quantités moyennes avec le redshift. Ces techniques sont donc incapables de rendre compte en même temps de la nature dynamique et géométrique du processus.

L'arbre de fusion offre, quant à lui, la possibilité de suivre une région particulière occupant un sous volume de la simulation. En allant plus loin, il permet même de faire le suivi de toutes les régions individuelles en même temps. Par conséquent, il est possible de faire un suivi global de l'évolution des propriétés individuelles des régions HII en fonction du temps. Ce type d'études permettrait de répondre à des questions liées aux types de sources mises en jeu dans le processus de réionisation. Cela permettrait d'entrevoir comment un environnement cosmologique donné influe sur la topologie globale du processus.

Enfin, il apparaît que la méthodologie basée sur l'arbre de fusion permet d'appréhender diverses échelles astrophysiques impliquant les régions HII. En effet, elle peut aussi bien être appliquée à des volumes cosmologiques de l'ordre de la centaine de méga-parsec ou bien à des études sur le transfert du rayonnement à l'échelle galactique. Ainsi on peut entreprendre le suivi des régions HII à l'échelle cosmologique pour étudier le phénomène de réionisation (voir chapitre 4 et 6). On peut aussi se focaliser sur l'évolution des régions HII dans des simulations à l'échelle du Groupe Local pour étudier l'action du rayonnement de la Voie Lactée sur ses voisines comme M31 par exemple (voir chapitre 8). Enfin il est possible d'étudier l'évolution de régions HII autour d'étoiles ou amas d'étoiles dans des simulations de formation de galaxies pour étudier comment elles influent sur la formation stellaire à ces échelles.

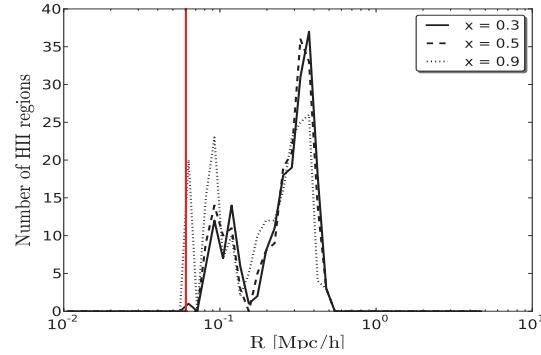
3.4.2 Quelques mises en gardes liées à l'arbre de fusion

La méthodologie induit également des inconvénients inhérent à la construction de l'arbre. Dans un premier temps, l'identification des régions est basée sur un seuil d'ionisation au delà duquel une cellule du cube d'Univers est considérée comme ionisée. Dans notre cas, une cellule est ionisée quand $x \geq 0.5$, mais on

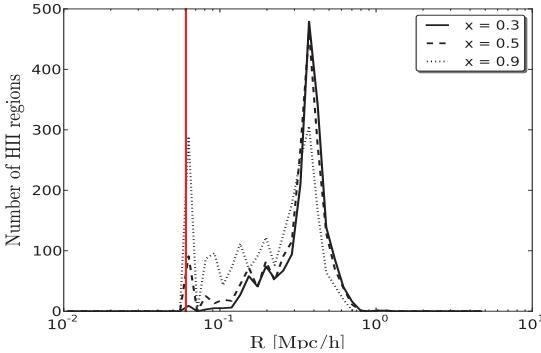
aurait pu imaginer prendre une autre valeur. On s'attend à ce que l'évolution de ce seuil modifie la taille et la forme des régions qui vont être identifiées. En effet pour des valeurs inférieures à 0.5, on imagine que les régions seraient plus grandes alors que pour des valeurs supérieures à 0.5, on s'attend à des régions composées de moins de cellules. De plus si le seuil est plus petit que 0.5, on pourrait même s'attendre à la détection d'une seule région là où l'on en détectait deux ou plusieurs avec une valeur de 0.5. En combinaison de cet effet, le caractère mono-longueur d'onde du transfert du rayonnement utilisé dans les travaux de cette thèse (voir section 2.1.2.4) n'est pas forcément représentatif de la réelle morphologie des régions HII détectées. En effet, si le transfert était réalisé avec une approche multi-longueurs d'onde, on s'attendrait à obtenir des fronts d'ionisation plus épais qu'avec une seule gamme d'énergie. Cela aurait pour conséquence d'accroître la taille des régions HII détectées.

En vue de contraindre l'influence de l'effet relatif au seuil d'ionisation utilisé, j'ai tracé l'évolution de la distribution de la taille des régions identifiées dans une simulation à trois instants différents et pour trois valeurs distinctes du seuil d'ionisation pour l'identification des régions (Voir figure 3.13). La comparaison a été entreprise pour trois seuils d'ionisation différents, $x \geq 0.3$, $x \geq 0.5$ et $x \geq 0.9$ au delà desquels les cellules sont considérées comme ionisées. On remarque d'emblée que les trois distributions sont très similaires, et ce aux trois instants différents. La variation la plus significative est notée pour les plus petites régions avec des rayons inférieurs à $\sim 2 \times 10^{-1}$ Mpc/h qui sont plus présentes pour $x \geq 0.9$. En revanche les distributions obtenues avec $x \geq 0.3$ et $x \geq 0.5$ sont quasiment superposées. Il apparaît donc que le choix de départ semble bien motivé et n'influe que très peu sur la morphologie des régions détectées même si on aurait tendance à faire diminuer la proportion de grandes régions au profit de plus petites avec le seuil $x \geq 0.9$.

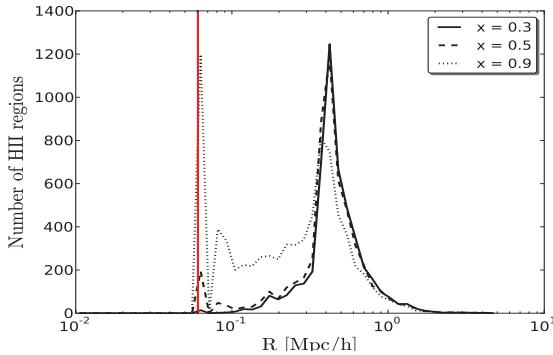
Un autre problème inhérent à la méthodologie de l'arbre réside dans le fait qu'elle est sensible à l'échantillonnage temporel de la simulation que l'on souhaite analyser. En effet, les données brutes de simulations sont discrétisées de par le fait que l'on a accès à un nombre fini d'instantanés de simulations qui servent de base à l'analyse. Or c'est à partir de cet échantillon discret que l'arbre de fusion est construit lorsque l'on lie temporellement les propriétés d'une région donnée entre les différents instantanés de la simulation. A partir de cette considération, il se dégage plusieurs avertissements qu'il faut garder en mémoire lors des analyses entreprises avec l'arbre. Premièrement, si une région est détectée à un instant donné t , cette région peut être détectée comme une région qui a subi une fusion avec une autre dans l'instant $t+1$. Il en résulte que cette région sera vue comme une région issue de fusion à l'instant $t+1$ selon la classification des types de régions explicitée en section 3.3.1. En revanche, si l'échantillonnage de la simulation est plus fin avec un laps de temps entre deux instantanés qui est plus court, il est alors possible que cette région détectée au temps t n'ait pas encore subi de fusion au temps $t+1$. Dans ce cas la région



z=14



z=11.4



z=9

FIG. 3.12 – Représentation de la distribution du rayon des régions HII à trois redshifts différents pour une simulation de 50 Mpc/h de côté. La simulation correspond au modèle S50 explicité dans le chapitre suivant en section 4.1.1. On compare la différence des distributions en regard du seuil d’ionisation utilisé dans l’algorithme *friends-of-friends* pour la détection des régions HII. Le rayon d’une cellule est représenté avec la ligne rouge verticale.

serait détectée comme une région en expansion et non plus comme une région issue de fusion.

Un tel effet d'échantillonnage temporel peut également se faire ressentir sur la taille des régions HII détectées. En effet, plus l'échantillonnage temporel est fin, plus on s'attend à résoudre des régions de petite tailles. Effectivement, plus le nombre d'instantanés générés est grand, plus la probabilité va être grande de détecter une région qui vient juste de naître au lieu de la détecter à un instant plus tardif de son évolution. Au contraire, plus la résolution est faible et plus les instantanés sont espacés, plus on s'attend à observer de grande régions qui ont eu le temps d'évoluer depuis leurs naissance.

En figure 3.13 on représente l'évolution de quantités dont on peut faire le suivi avec l'arbre en fonction de l'échantillonnage temporel de la simulation. Pour une simulation test de 50 Mpc/h, on a détecté grâce à l'arbre le nombre total de régions en fonction du redshift, le nombre de nouvelles régions et le nombre de fusions des régions en fonction du redshift. On peut se reporter à la section 3.3.1 pour voir comment on détecte tel ou tel type de région grâce à l'arbre et comment on peut compter le nombre de fusions entre les différents instantanés d'une simulation. Dans chaque cas, premièrement, on a fait l'étude en tenant compte de tous les instantanés de la simulation (38 instantanés). Dans un second temps, on a utilisé un échantillonnage temporel qui ne prend en compte qu'un instantané sur deux (19 instantanés). On note tout de suite que le nombre total de région détectées ne varie que très peu d'un échantillonnage temporel à un autre. En revanche lorsque l'on étudie le nombre de nouvelles régions détectées en fonction du redshift, on note une différence significative selon l'échantillonnage considéré. En effet, on observe un nombre plus important de nouvelles régions lorsque l'on considère la simulation avec un faible échantillonnage (19 instantanés) comparé au nombre détecté avec un meilleur découpage dans le temps (38 instantanés). C'est naturellement dû au fait qu'il y a plus de nouvelles régions qui apparaissent dans un laps de temps deux fois plus long entre deux instantanés. On retrouve le même effet lorsque l'on considère le nombre de fusions en fonction du redshift. On note un nombre plus important de fusions pour l'échantillonnage à 19 instantanés que pour celui à 38 instantanés. Encore une fois cela est dû au fait que plus de régions vont fusionner entre deux instantanés qui sont temporellement espacés que entre deux instantanés qui sont plus proches dans le temps.

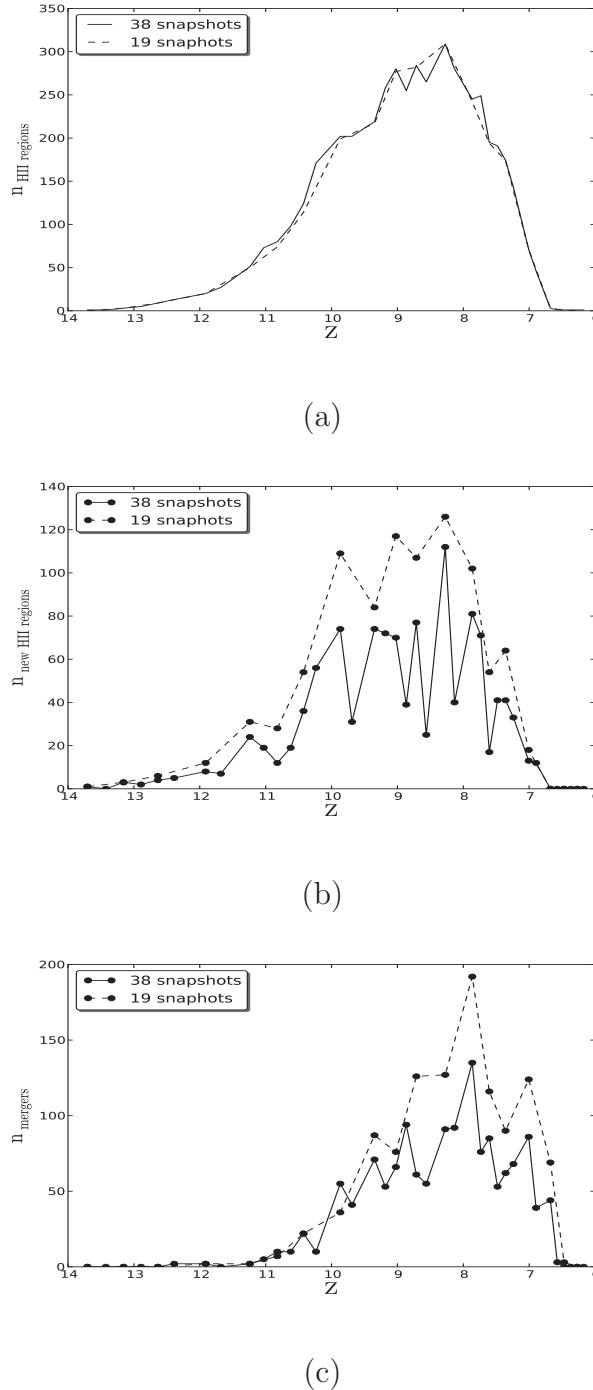


FIG. 3.13 – Illustration de l’effet de l’échantillonnage temporel des simulations sur le nombre de régions HII. On représente l’évolution du nombre de total de régions HII (a), l’évolution du nombre de nouvelles régions (b) et l’évolution du nombre de régions issues de fusions (c) pour une simulation 50 Mpc/h de coté. A chaque fois, on calcule le nombre de régions détectées pour tous les instantanés de la simulation et pour un échantillonnage qui utilise un instantané sur deux pour la détection.

Chapitre 4

Etude du processus cosmologique de fusion des régions HII durant la période de réionisation

Expliquez si vous pouvez. Vous ne trouverez que deux corps, un là, l'autre ici, et entre eux, quoi ? L'air, l'espace, l'immensité.

Alfred de MUSSET

L'intérêt de cette première étude est de montrer comment l'arbre de fusion des régions HII permet de contraindre quantitativement l'impact des différents types de modélisations de sources ionisantes dans des simulations cosmologiques de la réionisation. Pour ceci, nous verrons que l'arbre permet de quantifier comment la taille des différentes régions ainsi que leur taux de fusions au cours du temps évoluent. Ces types d'informations permettront de statuer de manière générale sur la façon dont les différents types de sources ionisantes utilisées impriment des variations sur le processus de fusion des différentes régions HII. Cette étude a fait l'objet d'un article publié dans la revue A&A qui est inclus dans le chapitre suivant.

De manière générale on s'attend à observer une augmentation du nombre de régions avec l'augmentation du nombre de sources ionisantes. Plus il y a de régions, plus il est attendu qu'elles aient un taux de croissance faible en vue d'obtenir le même redshift de réionisation qu'avec une prescription comportant moins de sources. En d'autres termes, il est attendu que les différentes lois d'émissivités relatives à chacun des différents modèles de sources génèrent une

évolution différente de la géométrie du processus. Le but est donc d'évaluer le degré de ces différences et de savoir s'il est possible d'obtenir des histoires comparables avec différentes prescriptions de sources.

La méthode sera testée sur trois modèles de sources ionisantes différents et pour des tailles de boîtes cosmologiques de 200 et 50 Mpc/h de côté. Dans un premier temps, je détaillerai les caractéristiques des différents modèles étudiés en passant en revue les types de sources utilisées et leurs lois d'émissivité associées. Je mettrai ensuite en avant les propriétés globales des simulations en étudiant les quantités comme l'évolution de la fraction ionisée ou l'évolution de la profondeur optique. Je montrerai enfin quelles propriétés supplémentaires l'arbre de fusion permet de mettre en lumière afin de caractériser l'impact des ingrédients mis en jeu dans les simulations. Ainsi l'étude de quantités comme l'évolution du nombre de régions HII ou de leurs taux de fusion sera appréhendée en vue de caractériser comment les modèles de sources impriment différentes histoires de percolation des régions.

4.1 Simulations et modèles de sources ionisantes

Les caractéristiques générales des simulations étudiées dans ce chapitre seront données ici. Les conditions initiales ont été générées par la librairie MP-grafic issue de la collaboration Horizon (voir Prunet et al. 2008) avec la cosmologie de WMAP-5 (voir Komatsu et al. 2009) sur des grilles composées de 1024^3 cellules. L'évolution du gaz est suivi par le code RAMSES (voir Teyssier 2002) qui permet un suivi couplé de l'évolution de la matière noire, du gaz et de la formation d'étoile associée. Deux tailles de boîtes cosmologiques ont été utilisées : 200 et 50 Mpc/h comobiles avec une grille fixe de 1024^3 cellules et trois niveaux de raffinement. Toutes les simulations ont été conduites jusqu'à $z \sim 5.5$. Ensuite le transfert du rayonnement a été calculé en post-traitement avec le code ATON décrit dans le chapitre 2 en section 2.1.2.4. Les calculs ont été lancés sur 64-128 GPUs sur les supercalculateurs Curie et Titane hébergés par le CEA et le CCRT.

Trois modèles distincts de sources ionisantes ont été étudiés aux deux résolution spatiales. Deux modèles utilisent des particules stellaires générées par le code RAMSES comme sources ionisantes. Le troisième est un modèle semi-analytique qui utilise les halos de matières noires générés par RAMSES comme sources ionisantes.

4.1.1 Modèles avec particules stellaires (S)

Le premier modèle de sources ionisantes est un modèle auto-consistant où les sources sont générées par le code hydrodynamique RAMSES (voir Teyssier 2002). Les sources sont des “étoiles” dont la recette de formation est explicitée dans Rasera & Teyssier (2006). Le code hydrodynamique assure la formation d’étoile au-delà d’un certain critère en sur-densité. La sur-densité δ dans une cellule de la boîte est définie comme telle :

$$\delta = \frac{\rho}{\bar{\rho}} \quad (4.1)$$

où ρ est la densité dans la cellule et $\bar{\rho}$ est la densité moyenne de toute la boîte ou densité moyenne de l’Univers. Dans notre cas dès que δ est supérieur à environ 5, le gaz se transforme en étoiles de masse constante de 1×10^6 et 2×10^4 M_\odot dans les boîtes de 200 et 50 Mpc/h respectivement avec un paramètre d’efficacité $\epsilon = 0.01$. Ces masses sont bien supérieures à des masses d’étoiles, on parlera donc de petits amas d’étoiles ou de particules stellaires qui seront considérées comme sources ionisantes. Il faut noter ici que le contraste en densité de $\delta \sim 5$ choisi dans cette étude pour la formation d’étoiles peut être vu comme faible. Il a été choisi en vue de permettre un taux de formation d’étoiles raisonnable à la résolution spatiale utilisée et aux redshifts où les non linéarités sont faibles aux échelles étudiées. On peut noter que la valeur choisie ici est similaire à celle utilisée par Nagamine et al. (2000) aux mêmes résolutions que les présentes simulations. En revanche ce seuil est plus permissif que la plupart des seuils référencés par Kay et al. (2002) qui ont des valeurs typiques de $\delta \sim 10$. On verra par la suite que cela permet néanmoins de reproduire des histoires de réionisation semblables à celles générées par les modèles de halos dont on donnera les propriétés dans les sections suivantes.

Il apparaît qu’à l’heure actuelle la génération auto-consistante de particules stellaires dans les simulations reste un problème complexe et fait encore l’objet de multiples recherches (voir Springel & Hernquist 2003 et Rasera & Teyssier 2006). En effet les croissances non linéaires des fluctuations de densité sont dépendantes de l’échelle considérée. Il en résulte que la résolution des simulations est un ingrédient essentiel pour résoudre la bonne gamme de contraste de densité nécessaire à l’obtention d’un taux de formation d’étoiles réaliste. Ainsi, plus les simulations sont résolues, plus elles vont être à même de résoudre tôt dans la simulation des zones de sur-densités où la formation d’étoile devient possible. Par conséquent, des simulations faiblement résolues vont manquer la génération des premières étoiles et intrinsèquement générer un nombre moins important de particules stellaires.

De plus, ces sources ne contribuent à l’installation d’un fond Ultra-Violet que durant un laps de temps restreint qui correspond à la durée de vie des sources. Dans notre cas les particules stellaires ont une durée de vie de 20

millions d'années, ce qui correspond à la durée de vie typique des étoiles massives. Une fois la durée de vie d'une étoile terminée, il se peut qu'elle ne soit pas remplacée à cause de la nature discrète de ces sources et du manque de convergence de la simulation. Il en résulte que ces artefacts numériques amènent à un effet de “clignotement” des sources, du moins dans les premières phases de la réionisation à haut redshift. Par conséquent, jusqu'à ce que le taux de renouvellement des sources soit correctement installé, certaines régions HII peuvent être sujettes au phénomène de recombinaison pour des raisons numériques.

Une des conséquences de ces effets numériques réside dans le fait que l'on peut sous-évaluer le nombre de photons ionisants total en regard du faible nombre de sources présentes à haut redshift et de leurs tendances à “clignoter”. Ainsi, nos simulations ne permettent pas de générer assez de photons pour obtenir une réionisation à $z \sim 6$ comme le suggèrent les observations des “tunnels” d'absorption Gunn-Peterson dans le spectres des quasars à haut redshift. Pour obtenir une histoire de formation d'étoiles convergée et donc un redshift de réionisation réaliste, il faut utiliser au minimum une simulation avec une résolution correspondant à une taille de boîte de 12.5 Mpc/h comme montré dans Aubert & Teyssier (2010) pour une résolution de 1024^3 cellules (+raffinement) dans le cube d'Univers simulé. Avec des tailles de boîtes supérieures et donc des résolutions plus faibles, la convergence en terme de photons ionisants n'est pas atteinte et l'on doit alors accroître de manière artificielle le nombre de photons ionisants émis par chaque source en vue d'obtenir un redshift de réionisation d'environ $z \sim 6$.

La première possibilité, pour corriger l'effet de résolution sur le nombre de photons ionisants générés, est d'assigner un facteur multiplicatif constant à l'émissivité de chaque source. Ce facteur est le même pour chacune des sources et il est calculé de manière à obtenir un redshift de réionisation d'environ $z \sim 6$. Ce coefficient ne varie pas avec le temps et reste le même pour tout les instantanés de la simulation. Dans notre cas, les coefficients d'accroissement de l'émissivité ont des valeurs de 3.8 et 30 respectivement pour les tailles de boîtes de 50 et 200 Mpc/h.

Dans le reste de l'exposé, on notera les modèles qui utilisent cette correction avec l'acronyme S pour “Star particles”. On aura ainsi affaire aux acronymes S200 et S50 pour les tailles de boîte de 200 et 50 Mpc/h. On notera ici que, sans correction, l'émissivité des sources est de 90 000 photons ionisants par baryons durant la durée de vie d'une source, comme dans les travaux de Baek et al. (2009).

4.1.2 Modèles avec particules stellaires boostés (SB)

Le second modèle de sources ionisantes étudié dans le cadre de cette thèse s'appuie sur les mêmes champs de sources générés par RAMSES que dans les

modèles S200 et S50. Nous avons vu dans la section précédente 4.1.1 que pour pallier les artefacts numériques induits par les problèmes de résolution des simulations, on pouvait utiliser un facteur constant pour renforcer l'émissivité de chaque source en vue d'obtenir un redshift de réionisation à $z \sim 6$. Or ce n'est pas la seule solution pour obtenir le bon redshift de réionisation et l'on peut différemment choisir d'utiliser un coefficient multiplicatif dépendant du temps pour l'émissivité des sources. En effet, il est possible d'atteindre la convergence en termes de photons émis à chaque instant au lieu d'obtenir uniquement la convergence en terme de photons émis à $z \sim 6$ comme avec les modèles S.

Du fait que les hauts contrastes de densité soient plus rares à haut redshift, la correction de l'émissivité des sources doit être plus forte à ces moments là. Aubert & Teyssier (2010) ont montré que l'évolution temporelle de ce facteur de boost $\alpha(t)$ est exponentielle avec un temps caractéristique qui dépend de la résolution de la simulation tel que :

$$\alpha(t) = \max(1, a \times \exp(k/t)) \quad (4.2)$$

où a est un facteur multiplicatif, t est le temps cosmique et k un temps caractéristique. Dans notre cas nous obtenons des valeurs de $(a, k) = (1.2, 3000)$ et $(a, k) = (1.2, 1500)$ respectivement pour les tailles de boîtes de 200 et 50 Mpc/h pour atteindre la convergence. Le temps caractéristique k est alors exprimé en millions d'années.

Avec ce genre de correction de l'émissivité, on s'attend donc à avoir plus de correction à haut redshift et à atteindre la convergence en termes de photons émis une fois que le renouvellement des sources est bien installé. Il en résulte qu'en début de réionisation, les régions HII liées aux premières sources auront tendance à s'étendre rapidement vu la haute émissivité de ces dernières. Or ces premières sources sont plus sujettes à la stochasticité et le moteur central des premières régions HII est susceptible de ne pas être remplacé. Par conséquent, ces premières régions peuvent être le siège de recombinaisons fortes et peuvent grandement modifier la topologie du processus de réionisation simulé en regard des modèles S par exemple.

Dans le reste de l'exposé, nous nous référerons à ces modèles avec les acronymes SB200 et SB50 avec SB renvoyant à "Boosted Star particles" et 200 et 50 les deux tailles de boîtes cosmologiques étudiées.

4.1.3 Modèle semi-analytique avec halo de matière noire (H)

Dans un troisième temps j'ai également généré un modèle simple pour les sources ionisantes dans les simulations. Un tel modèle se base sur les halos de matière noire comme sources ionisantes. Cette technique est inspirée du travail de Iliev et al. (2006b) où un rapport masse du halo sur luminosité constant est utilisé. Ainsi chaque halo est une source ionisante à part entière dont la luminosité est dictée par sa seule et unique masse. Dans ce genre de modèle on utilise alors un simple facteur de proportionnalité α assigné à chaque masse de halo en vue de déterminer son flux de photons ionisants tel que :

$$\dot{N}_\gamma = \alpha M \quad (4.3)$$

où \dot{N}_γ est le flux de photons ionisants en photons par secondes, M est la masse du halo en M_\odot et α est exprimé en photons/s/ M_\odot .

L'idée est alors de déterminer α par rapport aux champs de halos de matière noire simulés en vue d'obtenir un redshift de réionisation de $z \sim 6$ pour refléter les observations. Dans notre cas nous avons utilisé des valeurs de $\alpha = 5.9 \times 10^{43}$ et $\alpha = 3.5 \times 10^{42}$ photons/s/ M_\odot .

Dans notre étude les halos ont été identifiés en utilisant le code FOF (*Friends-Of-Friends*) de Courtin et al. (2011) avec un critère de liaison des particules $b=0.2$. La masse minimale d'un halo est de 10 particules de matières noires, ce qui correspond à des masses de $9.8 \times 10^7 M_\odot$ et $6.3 \times 10^9 M_\odot$ pour les boîtes de 50 et 200 Mpc/h respectivement.

Avec un tel modèle, il est à noter qu'une large gamme d'émissivités différentes est accessible, reflétant la gamme de masses de halos sous-jacente. Ce n'est pas le cas avec les modèles utilisant des particules stellaires où la masse des étoiles est constante partout dans la simulation. De plus les sources basées sur les halos ne souffrent pas de stochasticité à première vue étant donné que chaque halo vit jusqu'à la fin de la simulation et n'a pas de durée de vie intrinsèque.

Dans le reste de l'exposé, nous ferons référence aux modèles semi-analytiques avec les acronymes H200 et H50 avec H pour "Halo" et 200 et 50 qui représente la taille de boîte du modèle.

4.2 Propriétés globales des simulations

Je me propose ici de voir quelles propriétés globales sont présentées par les différents modèles de sources ionisantes. Cela permettra de voir rapidement

en quoi les modèles diffèrent et comment les différents champs de régions HII peuvent s'en retrouver modifiés. De plus cette première analyse pourra nous servir de point de comparaison pour l'interprétation de l'analyse plus poussée que l'on entreprendra par la suite avec l'arbre de fusion. On verra qu'en termes de propriétés globales tous les modèles sont comparables à première vue alors que les conclusions apportées par l'étude de l'arbre de fusion révéleront des disparités dans les différentes histoires de réionisation relatives à chaque modèle.

4.2.1 Nombre de photons ionisants

En figure 4.1 nous représentons, pour les trois modèles et les deux tailles de boîtes, l'évolution du rapport du nombre de photons ionisants cumulés émis par les sources par rapport au nombre d'atomes d'hydrogène. Nous pouvons voir que, dans tous les modèles, environ deux photons par atomes d'hydrogène ont été produits au moment de la réionisation à $z \sim 6$.

Nous voyons que les modèles S200 et S50 présentent des pentes différentes pour le nombre cumulé de photons. La pente est en effet plus forte dans le modèle S200 comparé au modèle S50. On peut noter que la période durant laquelle les sources sont actives est plus courte dans le modèle S200 (à partir de $z \sim 12.5$ contre $z \sim 15$ pour S50). De plus, il apparaît qu'il y a naturellement moins de sources ionisantes générées dans la boîte de 200 Mpc/h (environ 8500 particules stellaires contre 35500 dans le modèle S50 à $z \sim 8.5$). Ainsi pour que le même nombre de photons soit produit à partir de moins de particules stellaires et dans un laps de temps plus court, il devient nécessaire d'assigner une plus forte émissivité aux source dans la boîte de 200 Mpc/h.

Les modèles SB sont convergents en termes de photons émis à chaque instant selon la définition adoptée pour la correction de l'émissivité des sources. Ainsi, dès que la production de photons devient stationnaire, on observe un même nombre de photons produit peu importe la taille de boîte considérée. On observe par exemple que les courbes du nombre de photons cumulés deviennent quasiment superposées à partir de $z \sim 11$ pour les modèles SB200 et SB50. En comparaison des émissivités des modèles S, celles des modèles SB présentent de plus grandes valeurs au début de la simulation. Cela est attendu du fait que les modèles SB ont une plus grande correction de l'émissivité à haut redshift. En revanche dans les derniers stades de la simulation à partir de $z \sim 7.5$, le nombre de photons produits devient inférieur dans les modèles SB comparé aux modèles S en vue de compenser la forte émissivité des sources en début de simulation.

Enfin il est intéressant de noter que le modèle H50 semble calquer le modèle S50 en terme d'évolution du nombre de photons cumulés. Cela semble indiquer que l'on peut obtenir une histoire d'émission avec des halos de matière noire qui suit à peu près celle générée par des particules stellaires, à condition de

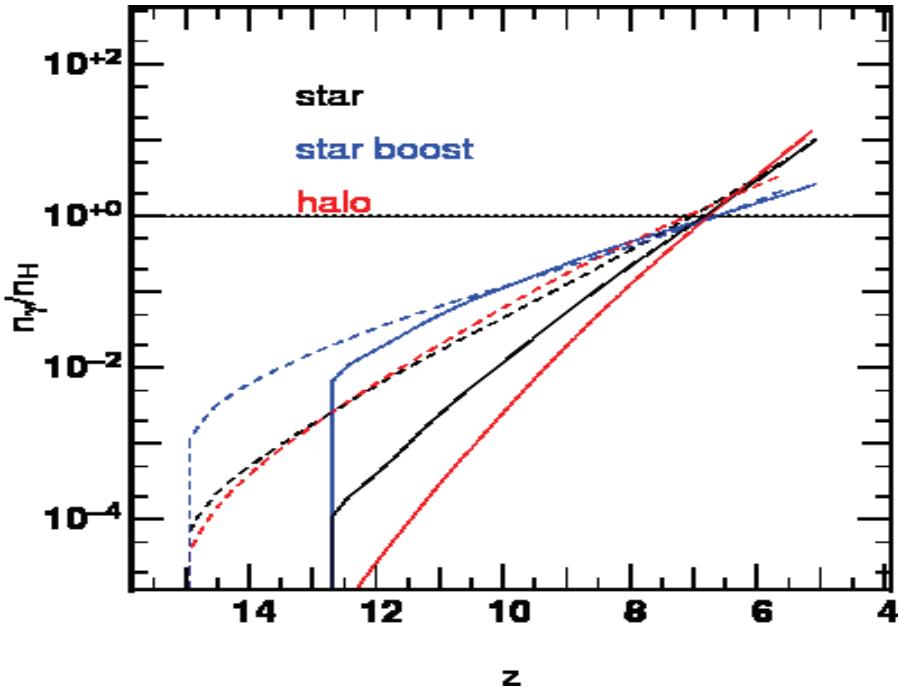


FIG. 4.1 – Evolution avec le redshift du rapport du nombre cumulé de photons ionisants émis par les sources sur le nombre d’atomes d’hydrogène. La ligne horizontale représente un photon par atome. Les lignes solides et celles en pointillés représentent respectivement les simulations de 200 et 50 Mpc/h de taille. Les couleurs noire, bleue et rouge représentent respectivement les modèles S, SB et H.

choisir une correction particulière pour l’émissivité des étoiles. Cette tendance est moins évidente entre les modèles H200 et S200. Cela reflète la différence croissante entre les histoires de population de halos et d’étoiles lorsque l’on diminue la résolution de la simulation ou que l’on augmente la taille de boîte et c’est un effet que l’on retrouvera à plusieurs reprises par la suite.

4.2.2 Fraction d’ionisation

En figure 4.2 nous représentons, pour les trois modèles et les deux tailles de boîtes, l’évolution avec le redshift de la fraction ionisée moyenne pondérée en volume :

$$\langle f_{\text{HII}} \rangle = x = \frac{\sum_{i=0}^n x_i}{n} \quad (4.4)$$

avec

$$x_i = \frac{n_{\text{HII}_i}}{n_{\text{H}_i}} \quad (4.5)$$

où n_{HII_i} représente le nombre d'atome d'hydrogène ionisés dans la cellule i et n_{H_i} est le nombre d'atomes d'hydrogène total (ionisé et neutre) dans la cellule i . n représente le nombre total de cellules de la boîte de simulation. A première vue, tous les modèles présentent une évolution similaire en termes d'évolution de la fraction ionisée moyenne. Nous constatons, en effet, que toutes les courbes atteignent une valeur de $x \sim 0.5$ à un même redshift d'environ $z \sim 7$.

Les modèles SB présentent des courbes qui croissent plus tôt à partir de redshifts de l'ordre de $z \sim 12 - 13$ alors que l'ionisation de la boîte commence plus tard dans les deux autres modèles à partir de $z \sim 9 - 10$. Encore une fois c'est dû aux forts émetteurs à haut redshift dans les modèles SB à cause de la grande correction de l'émissivité à ces instants là.

En revanche les courbes atteignent des valeurs de $x = 1$ plus tôt dans les modèles S et H comparé aux modèles SB. Il semble donc que les corrections d'émissivités adoptées amènent les modèles S et H à rattraper le déficit de photons ionisants produits par rapport aux modèles SB lorsque la production de source devient stationnaire.

On voit bien que les deux modèles S et H sont très similaires et que le modèle SB semble au contraire avoir une histoire de réionisation plus distincte au premier abord. On notera quand même que cette tendance diminue lorsque la résolution est augmentée. Les histoires relative de réionisation deviennent alors de plus en plus comparable peu importe le modèle de sources ionisantes considéré.

4.2.3 Profondeur optique

En figure 4.3 nous représentons, pour les trois modèles et les deux tailles de boîtes, l'évolution avec le redshift de la profondeur optique Thompson $\tau(z)$. Il est aussi représenté en figure 4.3 la valeur moyenne de $\tau(z)$ à un sigma près issue des données observationnelles de WMAP-5 (Komatsu et al. 2009).

Nous voyons d'emblée que toutes les simulations présentent des évolutions convergentes en terme de profondeur optique. Dans les boîtes de 200 Mpc/h, les simulations atteignent des mêmes valeurs de $\tau \sim 0.06$ à un redshift d'environ $z \sim 8$. Seul le modèle SB présente une valeur de τ très légèrement plus élevée avant $z \sim 8$. Cela s'explique naturellement en se souvenant que l'histoire de réionisation de ce modèle est plus étendue en redshift que dans les deux autres au vue de la précédente figure 4.2 où l'on observait l'évolution du nombre de photons ionisant avec le redshift.

La convergence des évolutions est encore plus marquée dans les boîtes des

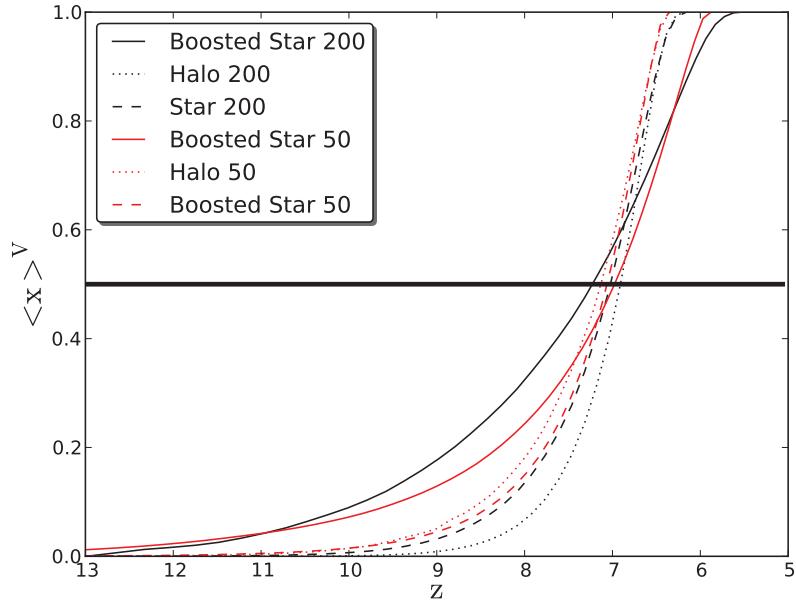


FIG. 4.2 – Evolution avec le redshift de la fraction ionisée moyenne pondérée en volume des six simulations étudiées.

50 Mpc/h où toutes les courbes sont quasiment superposées très tôt à partir de $z \sim 10$. Finalement il apparaît à première vue que tous les modèles ont des histoires de réionisation comparable, du moins du point de vue de l'évolution de la profondeur optique.

4.2.4 Cartes d'ionisation

En figure 4.4 et 4.5, les cartes du champ d'ionisation sont représentées pour les trois modèles prises à trois instants différents dans les simulations. Les instantanés sont pris aux mêmes redshifts pour chacun des modèles pour faire des comparaisons. La figure 4.4 représente ces cartes pour les simulations avec une taille de boîte de 200 Mpc/h tandis que la figure 4.5 représente les cartes pour les simulations de 50 Mpc/h de coté. Dans chaque figure, le code couleur dénote les différents numéros d'identifiants alloués à chaque région HII durant la procédure d'identification avec l'algorithme *friends-of-friends* détaillé en section 3.2.2. L'intérêt, ici est de voir à première vue comment les champs de régions HII diffèrent d'un modèle à l'autre. On regardera donc à l'œil comment ces champs présentent des structures différentes sans quantifier la forme des régions identifiées. Ce sera l'objet d'une analyse plus poussée menée dans la section suivante 4.3.

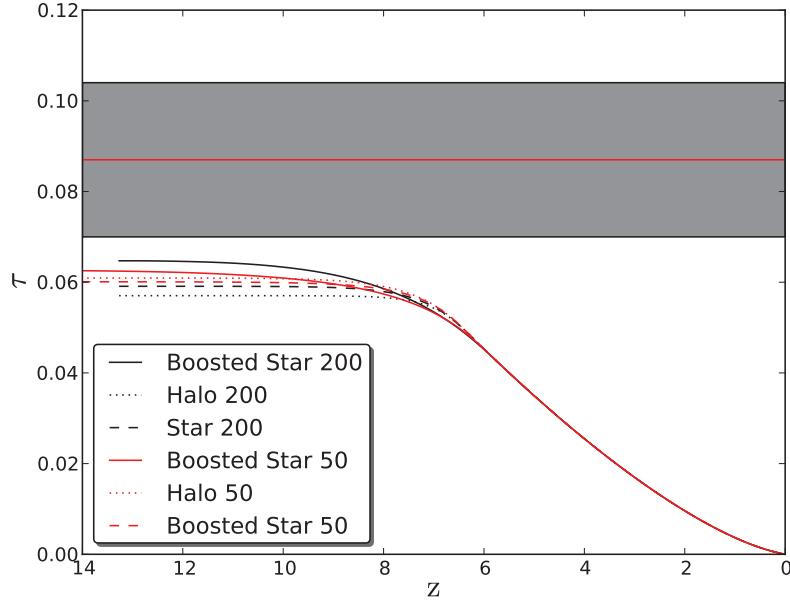


FIG. 4.3 – Evolution avec le redshift de la profondeur optique Thompson pour les six simulations étudiées.

Les intuitions des sections précédentes quant à l'influence des modèles de sources ionisantes sur les différentes histoires de réionisation sont bien retrouvées dans les cartes de champs de régions HII. C'est du moins le cas dans les deux premiers instantanés à des redshift de $z \sim 10.5$ et $z \sim 8.4$. En effet, les modèles SB présentent moins de régions avec de plus grands rayons que dans les deux autres modèles. Dans les modèles H on observe effectivement plus de régions avec des rayons inférieurs. Les modèles S sont des modèles intermédiaires qui montrent des régions plus grandes que dans les modèles H mais avec un nombre plus important de régions que dans les modèles SB.

Ces tendances reflètent, encore une fois, les différences des modèles de sources avec des halos qui sont beaucoup plus nombreux que les particules stellaires. Ainsi, dans les modèles H, à peu près le même nombre de photons ionisants que dans les deux autres modèles est partagé par beaucoup plus de sources que dans les modèles S et SB. Il en résulte que les sources des modèles H sont de plus faibles émetteurs que dans les deux autres modèles. D'autre part, les modèles SB présentent de larges régions HII tôt dans la simulation comparé aux modèles S, ce qui est dû à la forte correction de l'émissivité des sources dans ce modèle à haut redshift. Cette forte émissivité au début de la simulation favoriserait donc des fusions de régions tôt dans la simulation dont résulteraient les larges régions que l'on observe.

Lorsque l'on considère les boîtes de 50 Mpc/h en figure 4.5, on observe

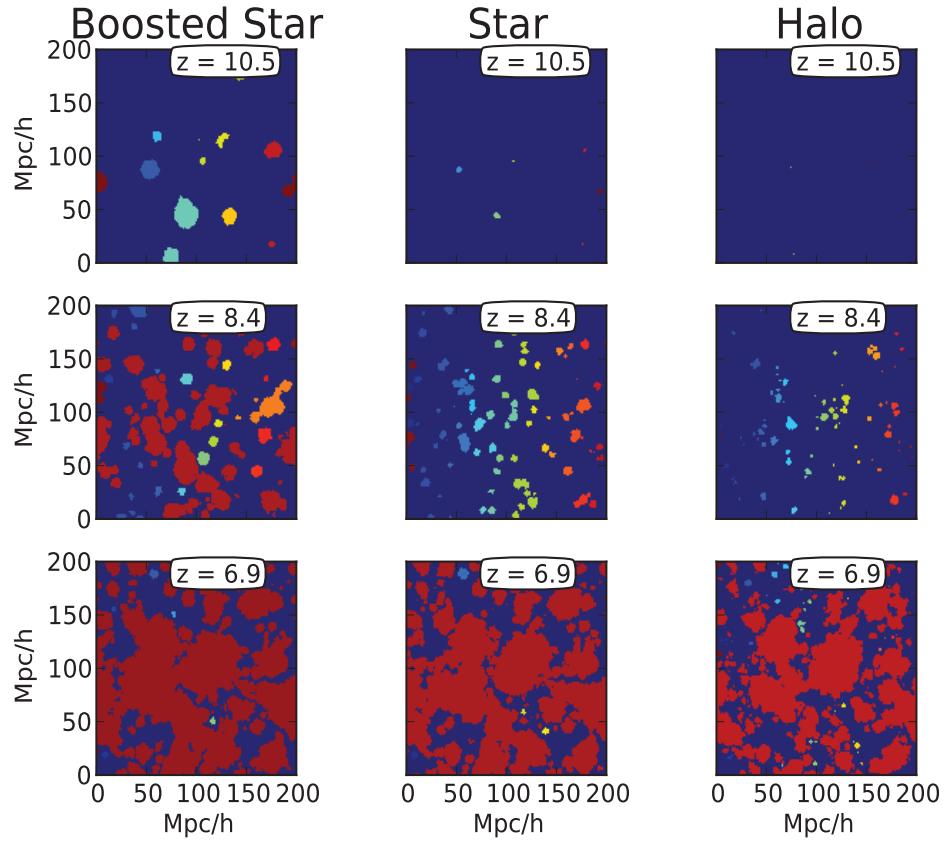


FIG. 4.4 – Cartes bidimensionnelles du champ d’ionisation pris à trois redshifts distincts dans les trois modèles de sources ionisantes pour les boîtes de 200 Mpc/h.

toujours les mêmes tendances. Le modèle H présente toujours les cartes avec le plus de régions qui ont les plus petites tailles tandis que le modèle SB génère toujours le moins de régions avec les plus grandes tailles. Le modèle S est toujours un cas intermédiaire avec des régions plus grandes que dans le modèle H, mais plus petites que dans le modèle SB. De manière générale, on observe que la plus grande résolution spatiale avec une boîte de 50 Mpc/h tend à présenter des cartes où il y a plus de régions HII que dans les modèles de 200 Mpc/h. De plus, les cartes présentent un niveau de structure beaucoup plus fin. Cela témoigne du fait qu’à haute résolution on est plus à même de résoudre un grand nombre de sources capturant ainsi de manière plus fine les petites échelles.

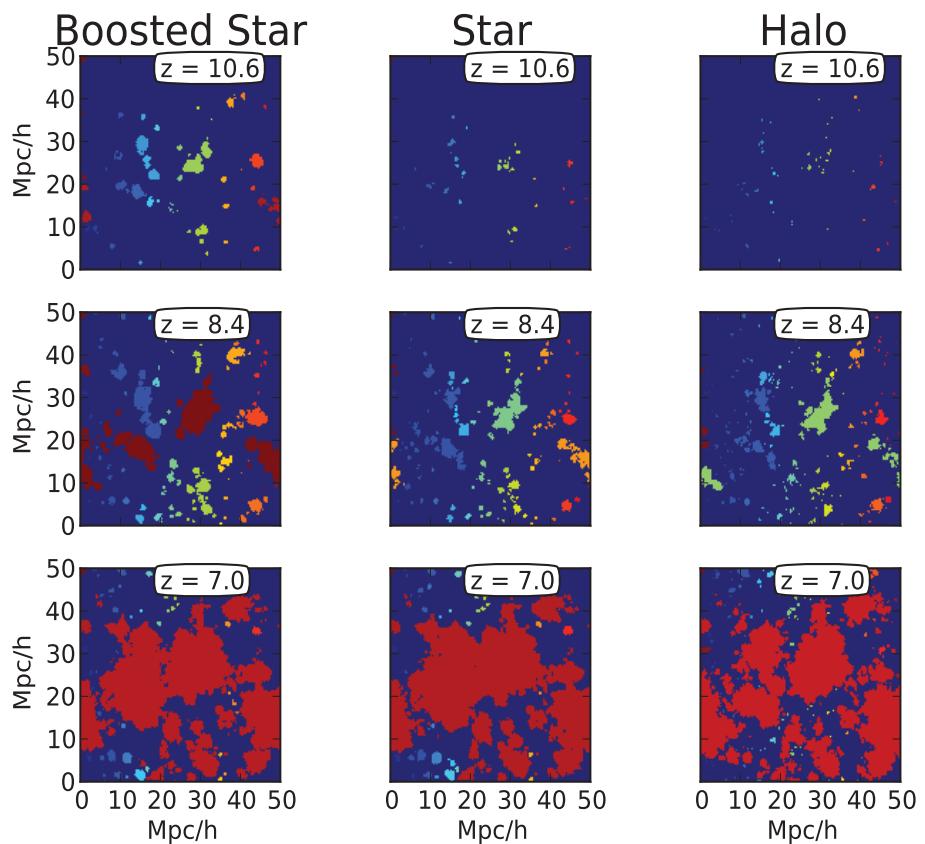


FIG. 4.5 – Cartes bidimensionnelles du champ d’ionisation pris à trois redshifts distincts dans les trois modèles de sources ionisantes pour les boîtes de 50 Mpc/h.

4.2.5 Spectres de puissances

Une autre quantité pour caractériser les simulations réside dans le calcul du spectre de puissance du champs ionisé. Un tel spectre de puissance se calcule comme ceci :

$$\Delta(k)^2 = \frac{k^3}{2\pi^2 V} \int \delta(\vec{x}) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}} d^3 x \quad (4.6)$$

avec $V = L^3$ où L est la taille d'un coté du cube de la simulation, $\vec{k} = (2\pi/L)\vec{n}$ avec \vec{n} un vecteur unitaire et $\delta(\vec{x})$ est la valeur de la fraction ionisée en \vec{x} .

Dans cette étude, le spectre de puissance a été calculé à des instants où la fraction d'ionisation moyenne de la boîte est comparable. Cela nous permettra, en effet, de voir les échelles caractéristiques dominantes dans le champ ionisé de chacun des modèles. Ce sera un premier indice quant à la taille typique des régions HII que chaque modèle est susceptible de présenter.

En figure 4.6 nous représentons le rapport des spectres de puissances entre les différents modèles. Chaque spectre de puissance d'un modèle a été calculé lorsque la valeur de la fraction ionisée moyenne est environ égale à $\langle x \rangle \sim 0.5$. Les spectres de puissance sont montrés à titre indicatif dans le coin supérieur gauche de chaque image de la figure 4.6. Notons ici que les spectres de puissance sont montrés avec des échelles de longueurs croissantes et des échelles de fréquences spatiales décroissantes.

Nous pouvons voir d'emblée que tous les spectres de puissance sont quasi-mént superposés, et ceci pour les deux tailles de boîtes. Cela semble indiquer que peu importe le modèle de source ionisante considéré, la structure sous-jacente du champ ionisé est similaire dans tous les modèles.

Pour apprécier plus finement les différences induites dans chacun des modèles, en figure 4.6 on se focalise plutôt sur le rapport des spectres de puissance des différents modèles. On représente pour les deux tailles de boîte, le rapport des spectres de puissances des deux modèles S et SB sur celui du modèle H. D'emblée, nous observons que les deux modèles S200 et SB200 tendent à présenter moins de puissance à des échelles inférieures à ~ 8 Mpc/h comparé au modèle H200. En revanche les modèles S200 et SB200 montrent plus de puissance au delà de cette taille de ~ 8 Mpc/h. On retrouve cette même tendance lorsque la résolution des simulations est augmentée avec la boîte de 50 Mpc/h. De nouveau les modèles S50 et SB50 présentent moins de puissance en dessous d'une longueur d'environ 20 Mpc/h et plus de puissance au delà comparé au modèle H50.

Encore une fois, ces tendances confirment les intuitions des figures précédentes : le modèle H va générer plus de régions HII de plus petite taille à

partir de plus de sources que les modèles S et SB. Ces deux derniers modèles vont plutôt avoir tendance à générer des régions plus larges et moins nombreuses à partir de moins de sources ionisantes.

4.3 Propriétés de l’arbre de fusion

Dans cette section, je m’attacherai à montrer comment l’analyse des simulations avec l’arbre de fusion des régions HII se révèle complémentaire de l’analyse globale menée dans la section précédente 4.2.

4.3.1 Nombres de régions HII

En premier lieu, l’étude de l’évolution du nombre de régions HII présentes dans la simulation en fonction du redshift sera menée pour étudier les différences entre chacun des modèles. Premièrement, je montrerai comment le nombre absolu de ces régions varie avant de regarder l’évolution de la proportion relative de chacun des différents types de régions définies en section 3.3.1.

4.3.1.1 Evolution du nombre absolu de régions

La figure 4.7, représente l’évolution avec le redshift du nombre absolu de régions HII présentes pour les trois modèles de sources ionisantes et les deux tailles de boîte. La distribution est découpée de manière à différencier la contribution de chacun des types de régions HII que l’arbre de fusion permet d’identifier comme défini en section 3.3.1. On peut ainsi différencier :

- La contribution des nouvelles régions (en bleu)
- La contribution des régions qui recombinent (en jaune)
- La contribution des régions en expansion (en rouge)
- La contribution des régions qui sont issues de fusion(s) (en vert)

A première vue, nous observons que les distributions générales présentent les mêmes tendances globales peu importe le modèle de sources ionisantes considéré. Elles montrent toutes un maximum du nombre de régions présentes à des redshifts z_{peak} comparables de $z \sim 8$ et $z \sim 9$ respectivement dans les boîtes de 200 et 50 Mpc/h. Avant z_{peak} , les régions HII apparaissent dans la boîte, s’étendent et commencent à peupler la boîte avec un nombre croissant de régions HII. Cette première période est définie comme la période de pré-fusion des régions (‘pre-overlap period’).

Durant cette période, le processus de réionisation et d’installation du fond Ultra-Violet est dominé par l’apparition des sources et l’expansion isolée de

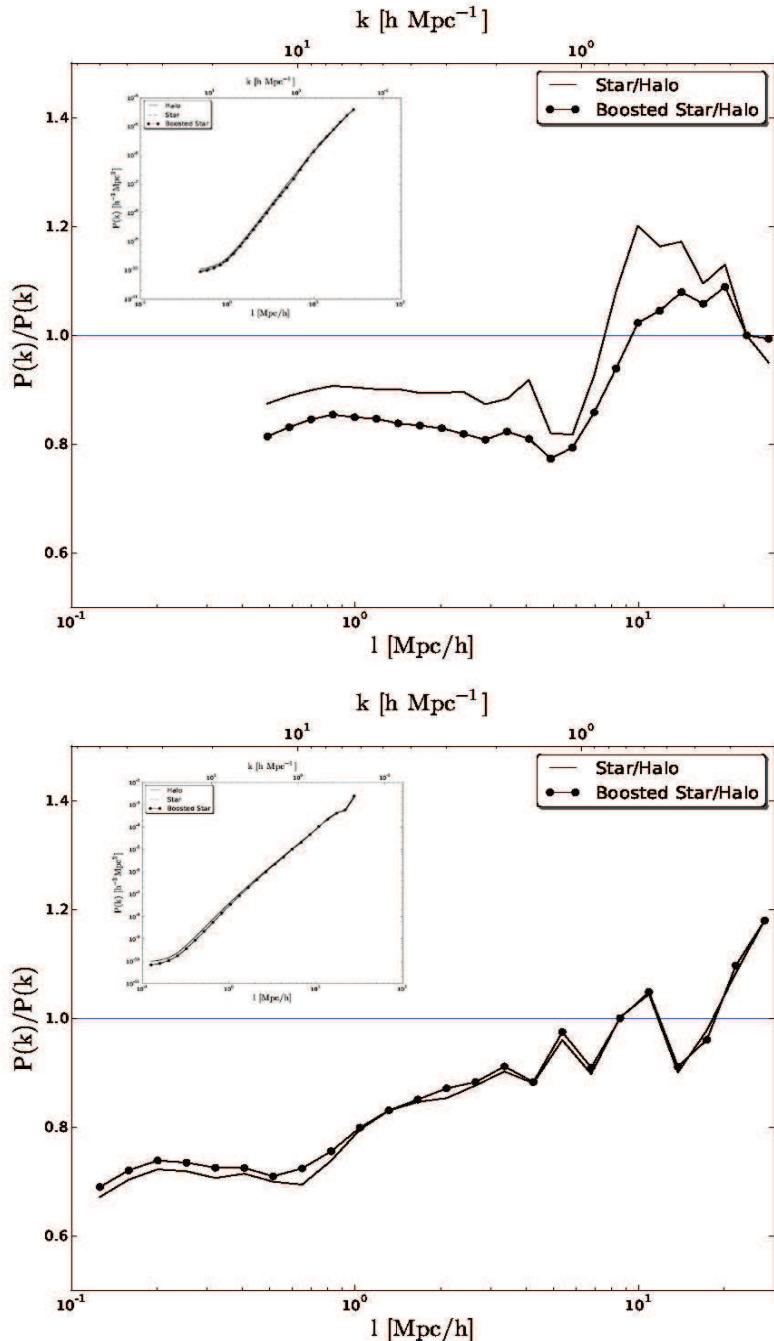


FIG. 4.6 – Rapport des spectres de puissance des différents modèles pour les deux tailles de boîtes de 200 (en haut) et 50 Mpc/h (en bas). La ligne bleue symbolise un rapport de 1. On montre également les spectres de puissance des trois modèles dans le coin en haut à gauche de chaque image.

leurs régions HII associées. En revanche, après z_{peak} , les différentes régions HII deviennent trop proches les unes des autres et elles commencent à fusionner de manière intense. Cela à donc pour conséquence de faire diminuer le nombre absolu de régions HII. Cette période est appelé la période de “fusion” (‘overlap period’) des régions qui continue jusqu’à ce que la réionisation soit complète. Il ne reste alors plus qu’une seule région HII lorsque tout l’Univers est ionisée.

Même si à première vue les distributions sont similaires entre les différents modèles, le nombre absolu de régions est bien supérieur dans les modèles H que dans les deux autres. Cette différence est d’autant plus accentuée dans les boîtes de 50 Mpc/h. Le nombre absolu de régions reste à peu près comparable entre les modèles S et SB pour les deux tailles de boîtes. Cette différence n’est pas surprenante au vu des courbes d’évolution globales vues précédemment. En effet, cela reflète la différence du nombre de sources ionisantes produites d’un modèle à un autre. Le nombre de halos de matière noire utilisés comme sources ionisantes dans les modèles semi-analytiques H est effectivement bien supérieur au nombre de sources auto-consistantes générées par les modèles S et SB (respectivement 33 100 et 285 000 halos dans H200 et H50 contre respectivement 8500 et 35500 particules stellaires dans les modèles d’étoiles de 200 et 50 Mpc/h à $z \sim 8.5$).

4.3.1.2 Evolution de la proportion des différents types de régions

Dans l’optique de mettre en lumière les différences dans les histoires d’évolution de chaque type de régions, on présente en figure 4.8 la variation de leurs proportions relatives en fonction du redshift.

Régions sensibles à la recombinaison

Premièrement, il est intéressant de noter que les modèles SB et, dans une moindre mesure, les modèles S présentent des régions HII qui recombinent. Le processus de recombinaison de régions HII peut être la conséquence de deux facteurs :

- Dans un premier temps, les régions présentant un haut contraste de densité sont des lieux qui favorisent la recombinaison.
- Dans un second temps le phénomène de recombinaison peut également être intrinsèquement lié à l’évolution des sources ionisantes. En effet, si des sources qui sont à l’origine de la création d’une région HII s’éteignent et ne sont pas remplacées, cela aura pour conséquence d’arrêter la production de photons ionisants. Il en résultera alors que la région recombinera naturellement.

Le phénomène de recombinaison dû aux contrastes de densité semble ne pas être le principal moteur opérant dans nos modèles. En effet l’évolution du champ de densité est le même dans tout les modèles pour une taille de

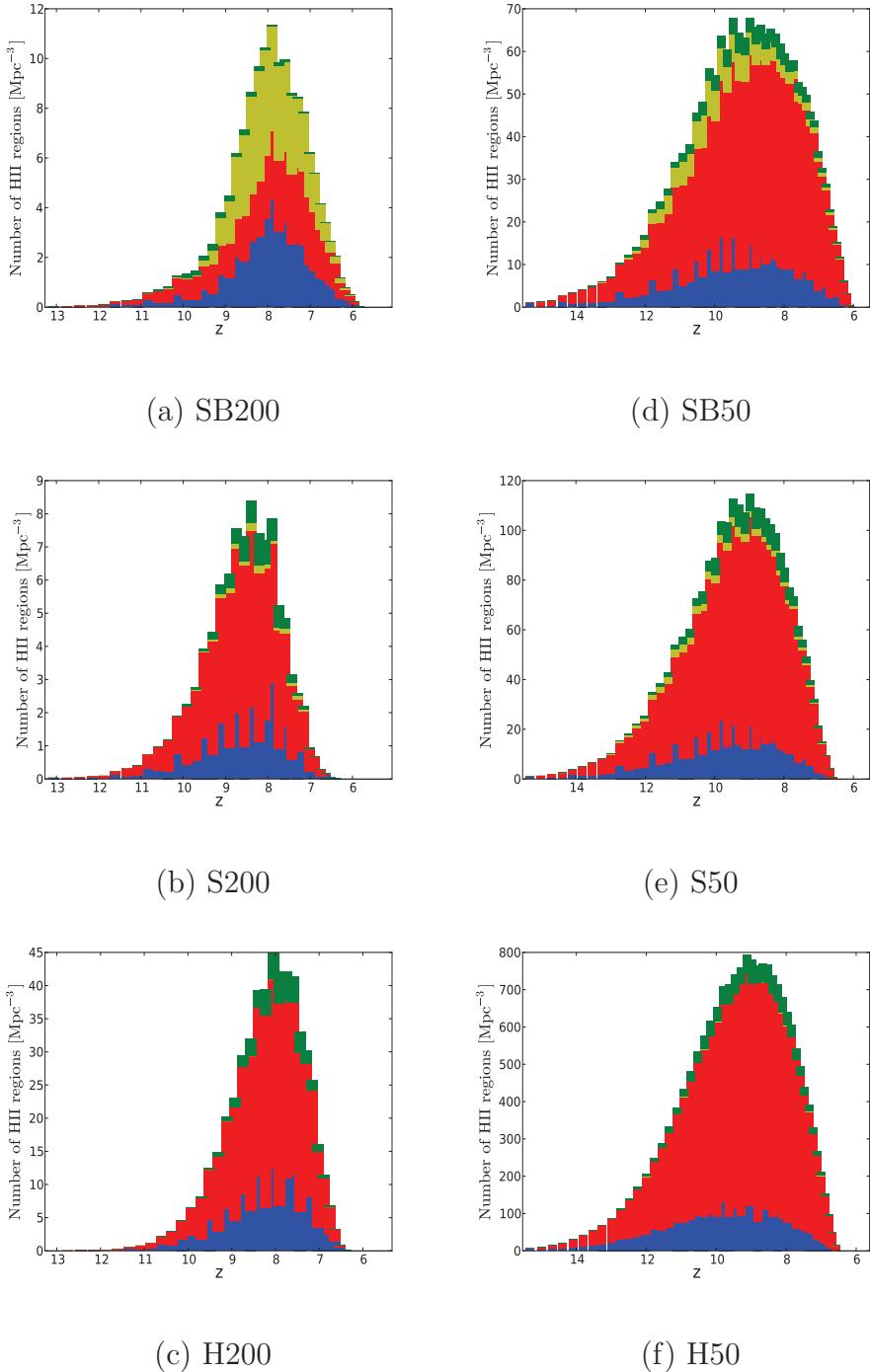


FIG. 4.7 – Evolution avec le redshift du nombre absolu de chaque type de régions HII pour les trois modèles de sources et les deux tailles de boîtes. Les panneaux (a), (b) et (c) représentent respectivement les distributions des modèles SB, S et H pour la boîte de 200 Mpc/h tandis que les panneaux (d), (e) et (f) représentent l'évolution des mêmes modèles mais pour la boîte de 50 Mpc/h. Les couleurs encodent les différents types de régions : les nouvelles (bleu), celles qui s'étendent (rouge), celles qui recombinent (jaune) et celles résultantes de fusions (vert).

boîte donnée. Or, il se trouve que les modèles H ne montrent que très peu (50 Mpc/h) voir aucune régions (200 Mpc/h) qui recombinent. Il apparaît donc que la présence des régions qui recombinent dans les deux autres modèles soit due à l'évolution sous-jacente des sources ionisantes.

Par ailleurs, les sources stellaires sont naturellement plus à même de présenter des variations dans leurs évolutions comparées aux halos de matière noire. D'une part, les particules d'étoiles sont stochastiques du fait qu'elles peuvent ne pas être remplacées par une nouvelle génération d'étoiles lorsqu'elles arrivent en fin de vie. Par conséquent, certaines régions ne peuvent être entretenues par un taux de photons ionisants constant et vont donc recomburer. D'autre part, les halos ont une émission continue et ne souffrent pas de durée de vie finie contrairement aux étoiles. Cela explique pourquoi on observe un manque de régions sensibles à la recombinaison dans les modèles H comparés aux modèles S et SB. De plus les modèles SB présentent des sources qui ont une émissivité décroissante au cours du temps. Cela mène à un scénario où de très forts émetteurs apparus tôt dans la simulation produisent de larges régions ionisées qui voient leurs moteurs internes de production de photons ionisants devenir de plus en plus faibles. C'est pourquoi les modèles SB présentent le plus de régions sensibles à la recombinaison du fait que de grandes régions vont se fragmenter voire disparaître.

Il faut tout de même noter que l'effet dû aux forts contrastes de densité n'est pas nul. Notamment on observe un plus grand nombre de régions qui recombinent dans le modèle S50 comparé au modèle S200. De même, on observe de rares régions qui recombinent dans H50 alors qu'on n'en observe aucune dans H200. En effet, une meilleure résolution des simulations mène à des contrastes de densité qui sont mieux résolus favorisant ainsi le phénomène de recombinaison des régions HII.

Régions en expansion

Les régions que l'on appelle les régions en expansion sont celles que l'on détecte dans l'arbre comme n'ayant qu'une seule région parente. En figure 4.8, on voit dans tous les modèles que leur proportion est toujours dominante comparée aux autres types de régions HII, et ce jusqu'à la fin de la réionisation. Cela nous indique que l'échantillonnage temporel des simulations est assez fin pour suivre le phénomène d'expansion individuel des différentes régions, du moins entre deux instantanés de la simulation. Le fait que l'on détecte encore ce genre de régions jusque dans les dernières phases de la simulation (encore entre 30 et 80 % du total des régions suivants les modèles) suggère qu'il reste des régions qui ne sont pas impliquées dans le processus global de fusion même à la fin de la période de fusions intenses. Il reste en effet des lieux assez éloignés du fond Ultra-Violet global où l'espace est encore majoritairement neutre pour que des régions puissent s'étendre sans fusionner immédiatement.

Nouvelles régions

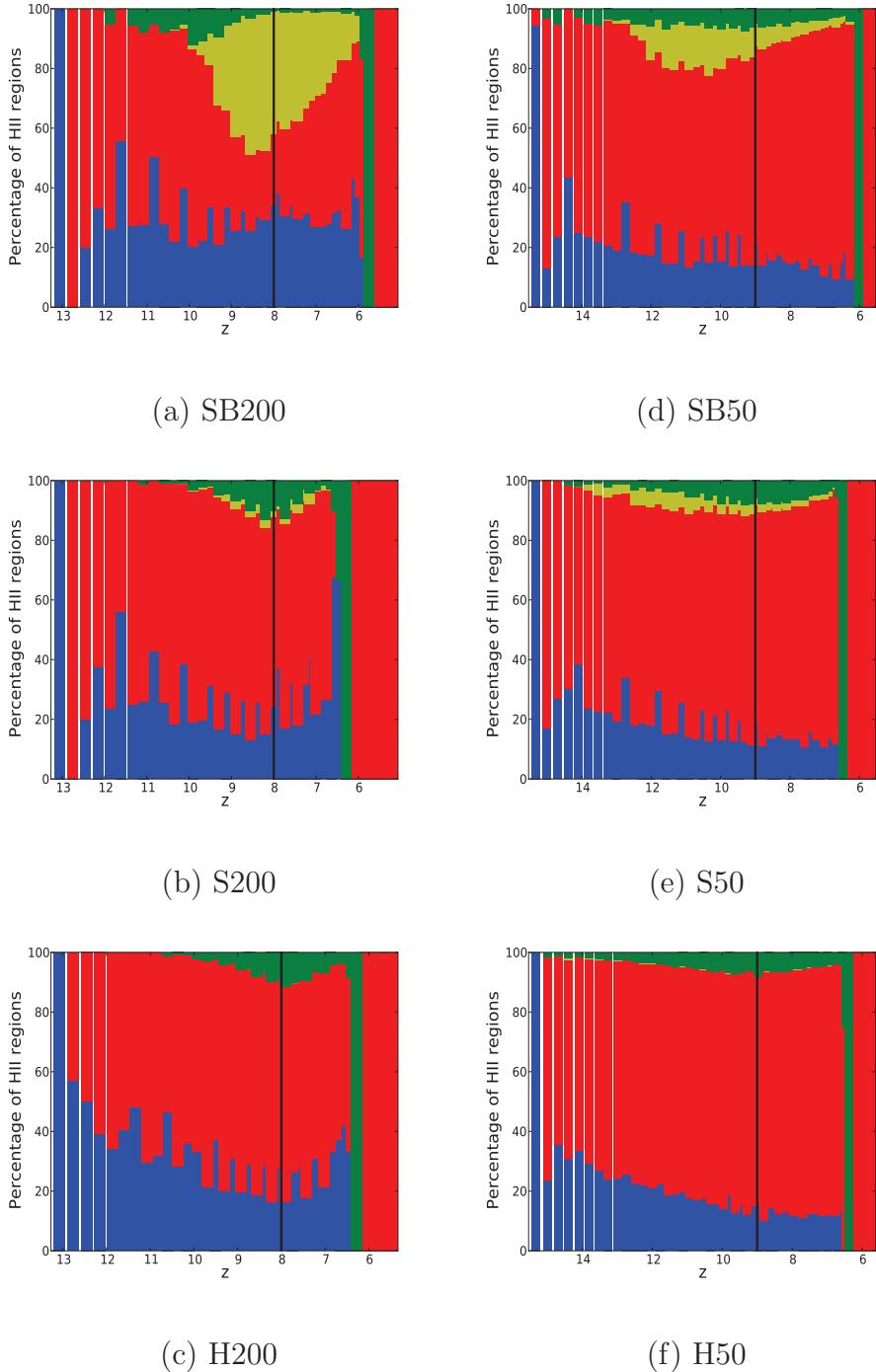


FIG. 4.8 – Evolution avec le redshift de la proportion de chaque type de régions HII pour les trois modèles de sources et les deux tailles de boîte. Les panneaux (a), (b) et (c) représentent respectivement les distributions des modèles SB, S et H pour la boîte de 200 Mpc/h tandis que les panneaux (d), (e) et (f) représentent l'évolution des mêmes modèles mais pour la boîte de 50 Mpc/h. Les couleurs encodent les différents types de régions : les nouvelles (bleu), celles qui s'étendent (rouge), celles qui recombinent (jaune) et celles résultantes de fusions (vert). La ligne noire verticale représente le pic du nombre absolu de région présentes : z_{peak} .

Les nouvelles régions sont les régions définies comme des nouvelles branches dans l’arbre de fusion. Typiquement, ces régions permettent de faire le suivi de la formation de nouveaux sites d’émission qui sont soit de nouvelles particules stellaires ou de nouveaux halos apparus dans la simulation hors de régions HII pré-existantes.

Dans toutes les simulations on observe une décroissance graduelle de la proportion de nouvelles régions (figure 4.8) jusqu’à z_{peak} . Dans la boîte de 50 Mpc/h on observe cette décroissance jusque dans les derniers stades de la période de réionisation. Cela est expliqué par un effet “d’empilement” du nombre de régions HII pré-existantes. En effet jusqu’à z_{peak} le nombre de ces régions augmente à un taux qui dépasse celui de la création de nouvelles régions, ce qui a pour conséquence de diminuer la proportion relative de ces nouvelles régions. En effet, les régions continuent de croître sans un taux de fusion efficace sur une période correspondant à plusieurs générations de nouvelles régions HII. Cela a pour conséquence d’augmenter le nombre de régions pré-existantes et de faire décroître dans le même temps la proportion des nouvelles.

Après z_{peak} , la proportion de nouvelles régions augmente dans tous les modèles avec la boîte de 200 Mpc/h et reste constante dans les boîtes de 50 Mpc/h. De manière inhérente au processus de réionisation, le nombre total de sites ionisants distincts diminue durant cette période de fusion intense. Il semble que les nouvelles régions apparaissant et associées à ces rares sites ionisants ont toujours la capacité de s’étendre sans subir les fusions même tard dans le processus de réionisation. En effet, le taux de destruction de régions pré-existantes par processus de fusion est important à ce moment et les nouvelles étoiles ou halos apparaissant dans des zones encore neutres ont la capacité d’entretenir et garder constante, dans les boîtes de 50 Mpc/h, la proportion relative du nombre de nouvelles régions présentes. Il apparaît même que la chute du nombre de régions pré-existantes par fusions soit contrebalancée par une production de nouvelles régions qui tend à faire augmenter leur proportion relative dans les boîtes de 200 Mpc/h, ce qui est observé par une croissance de la proportion de nouvelles régions dans S200 et H200 après z_{peak} .

La croissance de la proportion de nouvelles régions dans S200 et H200 suggère que la fusion des régions pré-existantes est plus soudaine qu’à haute résolution. C’est en accord avec ce que suggérait la figure 4.7 où, après z_{peak} , l’évolution du nombre absolu de régions en fonction du redshift décroît moins abruptement à haute résolution.

D’autre part, la présence d’une forte proportion de régions sujette à la recombinaison dans le modèle SB200 conduit à une évolution différente en ce qui concerne la proportion de nouvelles régions. La proportion de ces dernières reste quasi-constante à tout les redshifts avec un petit creux observé aux alentours de $z \sim 10$. Sans la contribution des régions qui recombinent, on s’at-

tendrait à observer une croissance de la proportion relative de ces nouvelles régions comme dans les autres modèles de 200 Mpc/h.

Régions résultante de fusions

Les régions résultante de fusions sont les régions identifiées dans l'arbre comme ayant plus d'une région parente. Elles résultent donc de la fusion de deux ou plusieurs régions. Elles permettent de quantifier le taux de fusion des régions et l'établissement du fond UV vu comme un réseau connecté de régions ayant fusionné.

Les modèles S et H présentent des évolutions similaires avec le redshift pour les régions résultantes de fusions. Leurs proportions sont maximales à z_{peak} dans les deux modèles. Avant ce moment, les régions s'étendent de manière isolée et fusionnent rarement. Aux alentours de z_{peak} , le grand nombre de régions et leur proximité favorise l'efficacité de leurs fusions. Après z_{peak} , la proportion des régions issues de fusions diminue. A ces instants là, seules quelques larges régions issues des premières fusions emplissent l'Univers et vont peu à peu phagocytter les dernières rares petites régions isolées.

En comparant les deux tailles de boîtes, on note que les fusions sont concentrées sur un intervalle de redshift plus restreint pour S200, H200 et SB200. Au contraire, on détecte des régions résultantes de fusions durant toute la simulation dans les modèles S50, H50 et SB50. Une telle différence peut être la conséquence de l'histoire de réionisation légèrement plus étendue temporellement dans les boîtes de 50 Mpc/h comme mentionné précédemment lorsque l'on regarde l'évolution de $\langle x(z) \rangle$ en figure 4.2. Cela pourrait également être dû au plus grand nombre de sources et de régions HII détectées dans les boîtes de 50 Mpc/h, ce qui aurait pour conséquence de favoriser le processus de fusion durant toute la simulation comparé aux modèles analogues de 200 Mpc/h.

Enfin, dans le modèle SB200 on observe un pic dans la fraction de régions issues de fusions qui apparaît plus tôt dans la simulation comparé aux autres modèles. Ce pic est noté à un redshift d'environ $z \sim 10$ au lieu de $z \sim 8$ dans S200 et H200 soit à environ 200 millions d'années d'écart. Après ce pic on n'observe quasiment plus aucune contribution de ce type de régions dans le modèle SB200. Cela suggère que la mise en place d'un processus de fusion intense des régions émerge plus tôt dans ce modèle et qu'il serait induit par le large "boost" initial des sources dans cette expérience. Il en résulte l'émergence très tôt d'une seule région issue de la fusion précoce des autres régions. Cette région va alors monopoliser le processus de fusion dans la simulation et être la seule contributrice dans la proportion de régions issues de fusions. On peut finalement noter dans le cas particulier de ce modèle que z_{peak} apparaît plus tard que l'émergence de cette région dominante. Cela semble indiquer que même si une région domine, il reste encore assez d'espace neutre dans des lieux plus éloignés où de nouvelles régions peuvent apparaître.

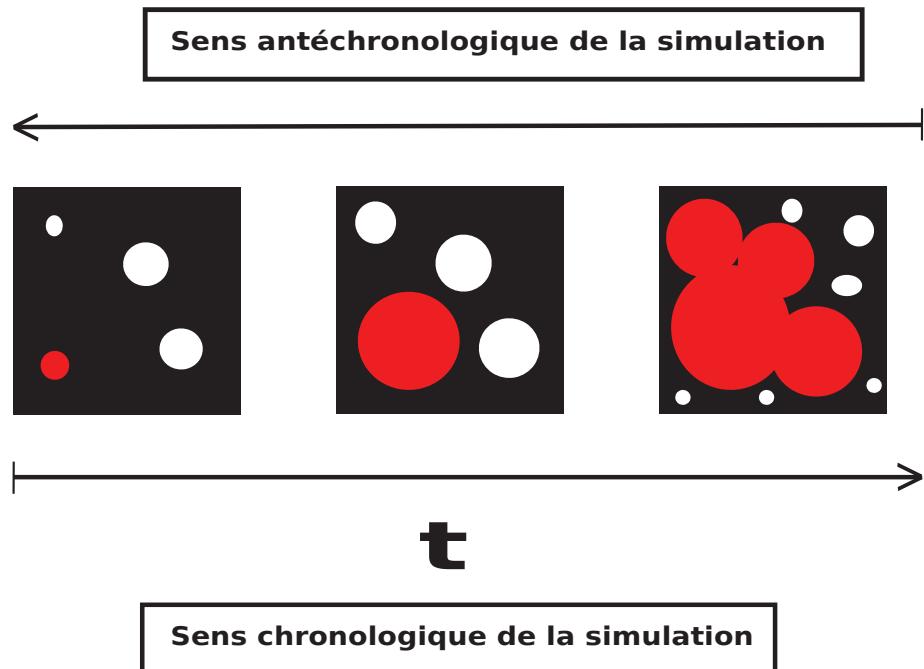


FIG. 4.9 – Illustration du suivi de l’évolution de la région avec le plus grand rayon en fin de simulation. Le suivi est entrepris dans le sens antéchronologique de la simulation. Les régions en rouge symbolisent soit la région la plus grande (dans le dernier instantané) ou le progéniteur de la région la plus grande dans les instantanés précédents. On peut noter que la région progénitrice de la dernière région la plus grande n’est pas forcément la plus large dans certains instantanés : c’est le cas dans le premier instantané du présent schéma.

4.3.2 Tailles des régions HII

Dans les deux prochaines sections 4.3.2.1 et 4.3.2.2, je m’attacherai à l’étude de la taille des régions HII. Notre but est de mettre en lumière comment le rayon des régions varie en fonction du redshift et comment cette évolution change entre les différents modèles. Grâce à l’arbre on pourra également étudier quels sont les tailles caractéristiques des différents types de régions HII que l’on peut détecter.

4.3.2.1 Distributions du rayons des régions ionisées

En figure 4.10, l’évolution de la distribution des rayons des régions HII en fonction du redshift est représentée pour les six modèles étudiés. Comme dans Friedrich et al. (2011), le volume V de chaque région dans la simulation a été calculé et ensuite son rayon R correspondant à celui d’une sphère de même volume :

$$R = \left[\frac{3V}{4\pi} \right]^{1/3} \quad (4.7)$$

En figure 4.10 l’évolution du rayon de la dernière région HII restante à la fin de la simulation est aussi représentée (Voir figure 4.9 pour une illustration de la technique de suivi de cette région particulière). Grâce à l’arbre de fusion, le suivi de cette région a été entrepris en remontant le temps dans la simulation et en calculant à chaque instant le rayon de sa plus grosse région progénitrice. L’évolution du rayon moyen des régions en fonction du redshift est finalement représentée.

Au premier abord, il est frappant de noter que chaque distribution semble tracer les propriétés de la prescription de sources ionisantes sous-jacente à chaque modèle. Les modèles S ont une émissivité constante avec le redshift. C’est bien ce que l’évolution des distributions associées des rayons semble refléter. En effet, on observe une concentration de régions avec un rayon constant typique de l’ordre de $r \sim 4 \text{ Mpc}/h$ durant toute la simulation dans la boîte de 200 Mpc/h . On observe un déficit de région en dessous de $r \sim 2 \text{ Mpc}/h$ dans la distribution avec seulement une poignée de régions avec des rayons en dessous de cette valeur. Cela semblerait indiquer que l’échantillonnage temporel utilisé dans la simulation ne permet pas de résoudre le suivi de la croissance des régions lors de leurs phases initiales. En effet, les sources de ce modèle sont de forts émetteurs qui génèrent une croissance rapide des régions et la résolution temporelle de la simulation ne permet une détection des régions que lorsqu’elles atteignent un certain rayon caractéristique. Cet effet est atténué dans le modèle S50 où les sources sont de plus faibles émetteurs et où les régions ont un taux de croissance plus faible que dans S200. On observe donc une distribution des rayons qui est plus continue même s’il existe encore un rayon caractéristique de l’ordre de $r \sim 0.4 \text{ Mpc}/h$ en dessous duquel très peu de régions sont détectées.

D’autre part, le modèle de halo est défini comme ayant des sources ionisantes qui ont une émissivité proportionnelle à la masse de chacun des halos. Du fait que ces masses couvrent une large gamme, on observe alors une large gamme de rayons pour les régions HII associées dans la boîte de 200 Mpc/h . Les régions peuplent la distribution dans un intervalle de rayons plus large que dans les autres modèles et cet intervalle trace typiquement la gamme sous-jacente de masse des halos. La forme de la distribution est similaire pour la boîte de 50 Mpc/h avec cependant des régions de plus petites tailles étant donné qu’il est possible de résoudre de plus petites masses de halos à haute résolution.

Enfin, les sources des modèles SB ont des émissivités qui décroissent avec le redshift. Cela transparaît également dans les évolutions des distributions relatives de rayons. En effet, on observe de grandes régions HII détectées en début de simulation sans contreparties significatives pour les petits rayons.

Ce manque de petites régions au début serait la conséquence du “boost” très puissant des sources à haut redshift combiné à l’échantillonnage temporel de la simulation. Ce dernier ne permet que de détecter des régions avec de larges rayons en début de réionisation. On observe ensuite un gradient négatif pour le rayon typique des régions lorsque la simulation progresse. Cela reflète bien la décroissance du “boost” de l’émissivité des sources en fonction du temps dans ces modèles.

Il est surprenant de trouver une distribution bimodale à partir de $z \sim 9$ jusqu’à la fin de la réionisation à $z \sim 6$ dans le modèle SB200. On observe des régions qui peuplent la distribution au dessus et en dessous d’un rayon caractéristique de ~ 1 Mpc/h avec un manque de régions détectées avec ce rayon typique. Dans une moindre mesure, on retrouve également cet effet dans le modèle S200. Ces régions avec un rayon en dessous de ~ 1 Mpc/h pourrait être les régions sensibles à la recombinaison que l’on observait dans la figure 4.8. On confirmara cette intuition dans la prochaine section 4.3.2.2. Par ailleurs, on peut noter qu’aux alentours de ces redshifts, le “boost” de l’émissivité des étoiles atteindrait une certaine valeur critique. Par conséquent, l’échantillonnage temporel de la simulation peut alors être assez fin pour détecter de nouvelles ou pré-existantes régions avec ces petits rayons. Nous reviendrons sur cet aspect dans la prochaine section 4.3.2.2 pour mieux comprendre son origine. Lorsque l’on considère le modèle SB50, on observe que cette distribution bimodale disparaît. Le fait que le “boost” des sources soit plus faible et que la production d’étoiles est plus stationnaire dans ce modèle comparé à SB200 permet d’expliquer une telle différence entre les deux modèles. En effet, ces deux effets combinés tendent à faire diminuer la contribution des régions sensibles à la recombinaison comme vu précédemment.

Lorsque l’on considère les modèles S et H pour une taille de boîte fixée, il est intéressant de noter que le modèle S présente une même distribution que son analogue H mais tronquée à partir d’un certain rayon caractéristique. Au dessus de rayons de 0.4 Mpc/h et 4 Mpc/h respectivement pour S50 et S200, les distributions S et H sont quasiment similaires. Pour des rayons inférieurs, le modèle S présente moins de régions que le modèle H. Cela nous indique qu’il existe une échelle caractéristique au dessus de laquelle la distribution spatiale des halos combinée à leur loi d’émissivité permet de produire une distribution des rayons similaire à celle produite par la distribution des particules stellaires et leur émissivité constante. Aux plus petites échelles, les particules stellaires sont trop rares pour reproduire la distribution de régions de petites tailles observée avec les halos. Le résultat de cette sous-production de sources entraîne une création associée de régions de plus grande taille dans les modèles S. Pour les échelles plus grandes, les deux approches produisent des distributions de tailles de régions équivalentes. Il semble donc qu’avec une calibration adéquate les particules d’étoiles peuvent mimer les résultats trouvés avec le modèle de halo. On peut finalement noter que cette échelle caractéristique apparaît à

des valeurs inférieures dans S50 du fait que les sources sont plus nombreuses et moins sujettes à la stochasticité que dans S200. Par conséquent, il y a convergence entre les rayons résolus par S50 et H50 pour des rayons inférieurs comparé aux modèles de 200 Mpc/h.

Finalement, on observe dans chaque modèle la présence d’une seule région HII dominante en taille qui émerge au cours de la simulation. Elle apparaît à $z \sim 8$ (soit environ 650 millions d’années après le Big-Bang) dans S200 et H200 et bien plus tôt dans le modèle SB200 à $z \sim 9$ (soit environ 550 millions d’années après le Big-Bang). Comme suggéré précédemment par l’étude de la proportion de régions issues de fusions, cet effet est une conséquence du “boost” des sources qui créent de grandes régions qui apparaissent à haut redshift et fusionnent très tôt pour créer une région dominante en taille tôt dans la simulation. Il est intéressant de noter que la dernière région détectée en fin de réionisation n’est pas forcément celle qui présente la plus grande taille à tous les instants. En fait c’est bien le cas pour le modèle H200 et dans une certaine mesure pour le modèle S50 aussi. En revanche dans tous les autres modèles cette dernière région est initialement une région quelconque parmi les autres. La première région progénitrice de cette dernière région est une des régions apparue le plus tôt dans la simulation pour les modèles H200 et H50. Or dans les modèles S et SB cette région apparaît plus tard dans la simulation. Pour cet exemple de variation individuelle, il est donc intéressant de noter qu’il persiste des différences même si les modèles S et H produisent des populations de régions similaires avec des tailles comparables. Nous verrons dans les prochaines sections que le mécanisme de croissance de cette région particulière diffère selon les modèles.

4.3.2.2 Distributions du rayon des différents types de régions ionisées

En figure 4.11, l’évolution avec le redshift de la distribution en taille des régions HII est représenté pour chacun des différents types de régions HII que l’on peut rencontrer. Encore une fois, on représente ces distributions pour les trois modèles de sources ionisantes et les deux tailles de boîte de 200 et 50 Mpc/h. Les distributions sont les mêmes que celles de la figure 4.10 mais en traçant cette fois les contours associés à chaque type de régions dans la distribution. De nouveau, on trace aussi l’évolution du rayon moyen des régions ainsi que l’évolution du rayon de la dernière région restante en fin de simulation comme en figure 4.10.

Premièrement, nous pouvons observer, dans chaque modèle et pour les deux tailles de boîte, que chaque type de région occupe un intervalle de rayons bien défini dans la distribution totale. Sans surprises, nous observons que les nouvelles régions peuplent le bas de la distribution avec les plus petits rayons tandis que les régions résultantes de fusion ont des plus grands rayons et peuplent

4.3 Propriétés de l'arbre de fusion

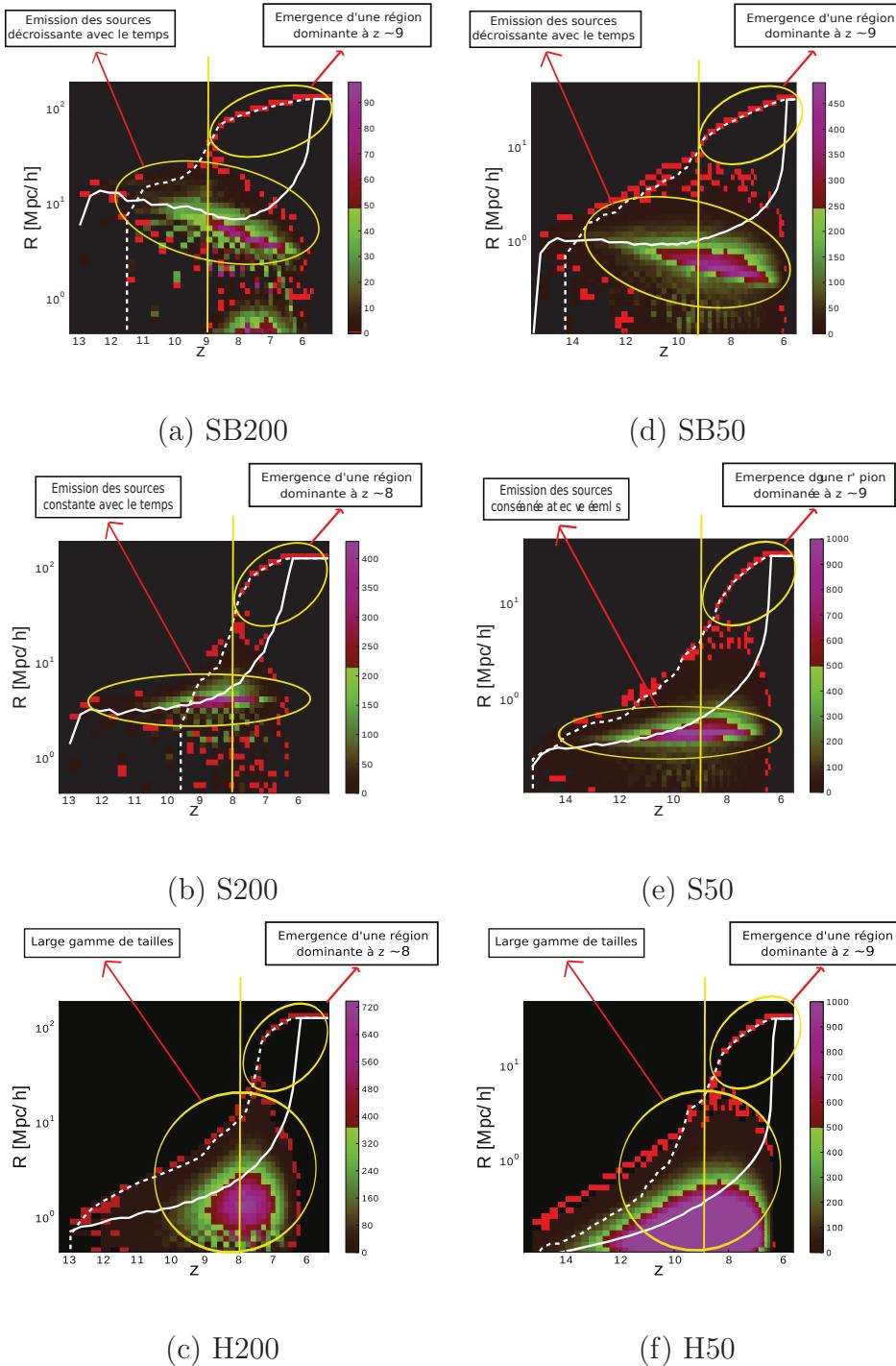


FIG. 4.10 – Evolution avec le redshift de la distribution du rayon des régions HII pour les trois modèles de sources ionisantes et les deux tailles de boîtes ((a) : SB200, (b) : S200, (c) : H200, (e) : SB50, (f) : S50, (g) : H50). Les cellules les plus rouges représentent les lieux dans la distribution peuplées par une seule région, alors que les autres couleurs encodent un nombre plus important de régions selon la code de couleur de la figure. L'évolution du rayon moyen et celle du rayon de la dernière région sont montrées avec les courbes blanches en trait plein et en tirets respectivement.

le haut de la distribution. Les régions en expansion peuplent les gammes de rayons intermédiaires au milieu de la distribution avec des tailles supérieures aux nouvelles régions et inférieures aux régions issues de fusions.

Il est intéressant de noter que, pour chacun des différents types de régions, on observe les propriétés du modèles de sources ionisantes sous-jacent dans l’évolution de leur distribution en rayon avec le redshift. En d’autres termes, la distribution $R(z)$ de chaque type de région est dictée par la distribution $R(z)$ des nouvelles régions et la forme de l’évolution de cette distribution avec le redshift est gardée en mémoire par les autres types de régions. On observe ainsi une relation $R-z$ similaire pour les régions en expansion et pour celles issues de fusions avec une simple translation vers les plus grand rayons. Ainsi, dans les modèles S50 et S200, les nouvelles régions apparaissent avec un rayon relativement constant durant toute la période simulée, ce qui reflète encore une fois le caractère constant de l’émissivité des sources dans ce modèle combiné à l’échantillonnage temporel de la simulation. Les régions en expansion et celles résultante de fusions présentent ce même rayon constant en fonction du redshift mais translaté à des gammes de rayons supérieures. Le modèle S50 permet de résoudre des nouvelles régions de tailles inférieures à celles résolues dans S200 grâce à la plus haute résolution en termes de nombre de sources qui présentent de surcroit des émissivités inférieures. Par conséquent, tous les différents types de régions présentent des rayons typiques qui sont inférieurs comparé à ceux de S200.

Le modèle H200 présente des nouvelles régions qui apparaissent avec une gamme de rayons plus larges que dans S50 et S200. Cela reflète typiquement la gamme sous-jacente de masse des halos de matière noire utilisés comme sources ionisantes dans ce modèle. Logiquement, on observe que les régions en expansion couvrent une gamme de rayons plus importante comparé aux modèles S. On retrouve aussi la même tendance pour les régions résultante de fusions. En ce qui concerne ce dernier type de régions, cela indique que le processus de fusion n’est pas dominé par quelques grandes régions comme dans les modèles S. En effet, il semble qu’un échantillon de petites régions fusionnent également entre elles. Dans le modèle H50 le mélange des différents types de régions dans la distribution globale est encore plus prononcé avec un chevauchement des intervalles de rayons couvert par chaque type qui est plus important. Cela est expliqué par le plus grand nombre de régions dans ce modèle comparé à H200 qui favorise la proximité entre les régions. Il est alors possible de trouver des lieux peuplés par des ensembles denses de petits halos avec des petites régions qui fusionnent entre elles. En revanche, dans H200 les fusions ont lieu plus tard dans les étapes d’évolution en rayon des régions, ce qui est dû à une distribution plus homogène des halos à basse résolution. En d’autres termes, le regroupement ou “clustering” des sources est mieux résolu à haute résolution.

Enfin, le modèle SB200 présente des nouvelles régions qui apparaissent avec

un rayon décroissant au fur et à mesure que la réionisation progresse. Cela reflète la décroissance de l'émissivité des étoiles en fonction du temps dans ce modèle. Les régions en expansion et celles résultantes de fusions présentent également la même tendance avec une décroissance des rayons avec le temps. Il faut noter que pour $z < 9$ les nouvelles régions peuvent être détectées avec de petits rayons correspondant aux régions peuplant le bas de la distribution de la figure 4.10 lorsqu'elle devient bimodale. Un tel effet serait dû au "boost" décroissant de l'émissivité des sources qui devient alors assez petit pour résoudre des régions apparaissant avec une petite taille et avec un petit taux de croissance. La plus faible pente observée dans l'évolution de $R(z)$ dans le modèle SB50 serait la conséquence d'une correction du "boost" de l'émissivité moins "violente" à haute résolution. Les nouvelles régions avec des petits rayons qui peuplent le bas de la distribution sont observées plus tôt dans ce modèle pour $z < 12$.

En dernier lieu, nous nous intéresserons à l'étude des régions sensibles au phénomène de recombinaison et comment elles peuplent l'évolution de la distribution des tailles des régions HII. Comme attendu, au vu des résultats de la section 4.3.2.1 lors de l'étude globale du rayon des régions, on observe que les régions qui recombinent sont celles qui ont un rayon en dessous de ~ 1 Mpc/h dans les modèles SB200 et S200. Comme mentionné auparavant, le processus de recombinaison est soit la conséquence du champ de densité local ou bien de la loi d'émissivité des sources. Dans le cas du modèle SB, il est plutôt clair que de large régions HII ont été créées en début de simulations par des sources avec une très forte émissivité et qu'elles n'ont pas pu être entretenues par les futures générations d'étoiles qui ont une plus faible émissivité. En effet la loi d'évolution de l'émissivité dans ce modèle amène à ce que de puissantes sources apparues très tôt soient remplacées par trop peu de faibles sources plus tard dans la simulation. Ce phénomène est d'autant plus accentué si l'on considère que le taux de renouvellement des sources est sujet à la stochasticité. Ainsi dès que les sources deviennent trop faibles, cela mène à la fragmentation de régions et à la recombinaison des plus petites régions fragmentées. Le modèle S présente lui aussi un certain degré de recombinaisons même si les sources gardent une émissivité constante durant toute la simulation. Ces recombinaisons peuvent alors être expliquées par les forts contrastes de densité locaux, ce qui apparaît pour $z < 9$ dans S200 au moment où le 'clustering' local deviendrait assez important. D'autre part, dans S50 et SB50 la présence de ces régions est observée sur des périodes plus étendues comparé aux modèles analogues de 200 Mpc/h. Cela s'explique par le fait que la probabilité de résoudre les régions denses responsables de la recombinaison est accentuée à haute résolution.

4.3 Propriétés de l'arbre de fusion

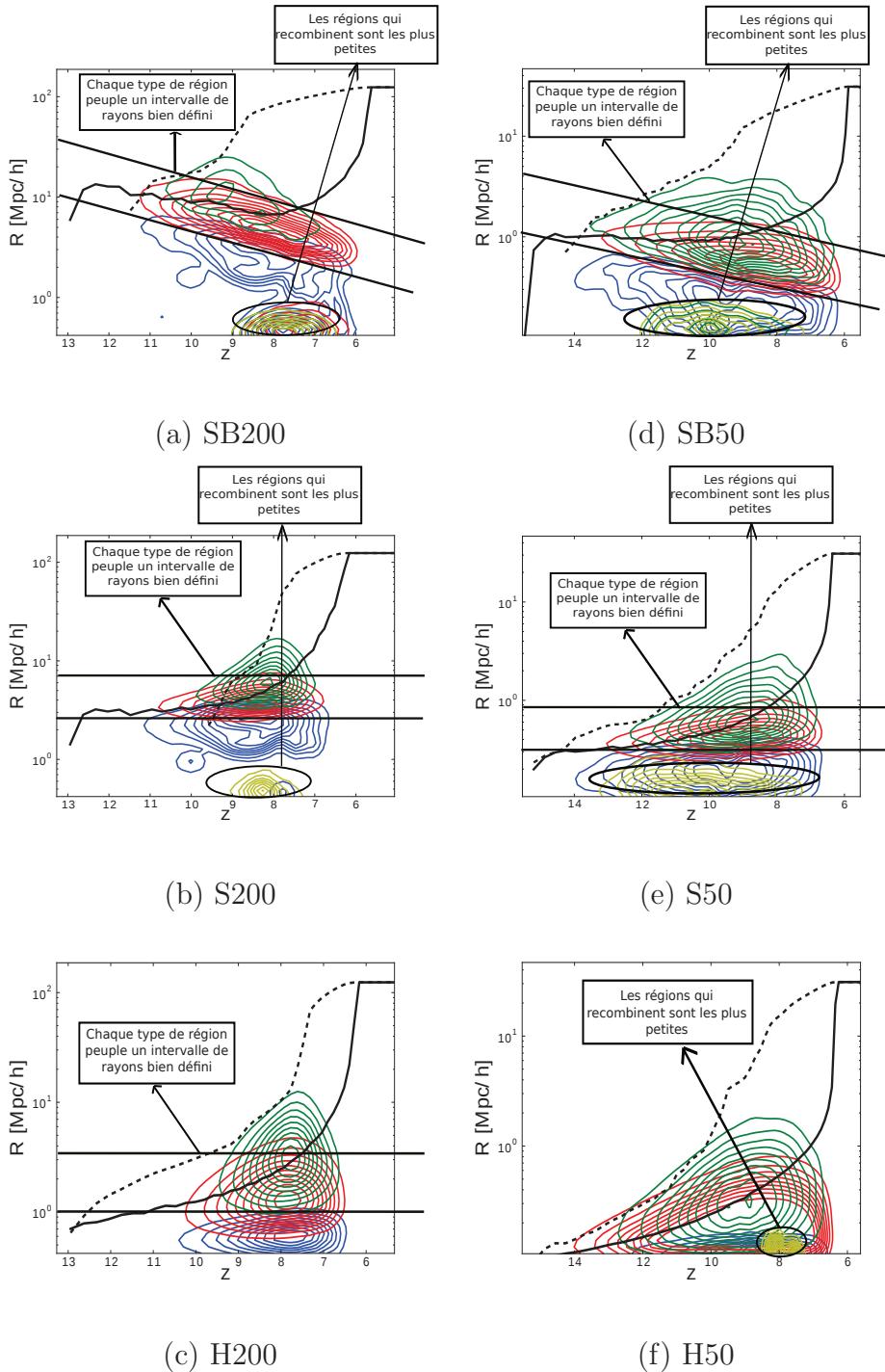


FIG. 4.11 – Evolution avec le redshift de la distribution du rayon des différents types de régions HII pour les trois modèles de sources ionisantes et les deux tailles de boîtes de 200 et 50 Mpc/h. Les figures a), b) et c) représentent respectivement les distributions des modèles SB200, S200 et H200 et les figures e), f) et g) représentent les modèles SB50, S50 et H50. L'évolution du rayon moyen et celle du rayon de la dernière région sont montrées avec les courbes noires en trait plein et en tiret respectivement.

4.3.3 Fusions des régions HII

Dans les deux prochaines sections 4.3.3.1 et 4.3.3.2, je m’attacherai à montrer comment l’arbre de fusion permet de quantifier la manière dont se déroule le processus de fusion des régions dans les simulations. Une telle quantification se révélera effectivement d’un grand intérêt en vue de contraindre l’influence des différents types de sources sur la durée typique et l’intensité de cette période de fusion. Cela apportera également des informations sur la durée pendant laquelle il est possible de suivre des histoires locales de réionisation associées à une ou quelques galaxies dans chacun des modèles.

4.3.3.1 Evolution globale du processus de fusion

En figure 4.12 seul le suivi des régions résultantes de fusions est entrepris, c’est-à-dire les régions détectées comme ayant plus d’une région progénitrice dans l’arbre de fusion. Cette figure représente l’évolution avec le redshift de la distribution du nombre de régions progénitrices des régions issues de fusions. Cette évolution peut être vue comme une mesure de l’intensité du processus de fusion. C’est également une première indication de la complexité interne des régions. En effet, la morphologie d’une région issue de la fusion d’une dizaine de progéniteurs sera modelée par les propriétés (comme la propagation des fronts, le taux de croissance des régions des régions associées, etc...) d’au minimum dix sources. Il sera donc difficile de relier les propriétés d’une telle région à celles des différentes sources ionisantes qui l’ont générée. Au contraire, il sera à priori plus simple de confronter les propriétés d’une région issue de la fusion de deux régions à celles de ses sites ionisants. En figure 4.12 nous montrons aussi l’évolution du nombre moyen de régions progénitrices et l’évolution du nombre de progénitrices de la dernière région HII restante en fin de simulation comme en figure 4.10 et 4.11. Comme dans ces deux dernières figures, grâce à l’arbre de fusion on remonte le temps et on calcule pour chaque instantané de la simulation le nombre de progéniteurs de cette région. Le code couleur de la figure 4.12 est le même que celui utilisé en figure 4.10.

De prime abord, on observe que la majorité des régions résultantes de fusions sont issues de la fusion binaire ou tertiaire de deux ou trois régions comme suggéré par le pic dans les distributions à des valeurs de $\sim 2-3$ régions parentes. Cette tendance est observée dans tous les modèles sur quasiment toute la période simulée. Cela nous renseigne principalement sur le fait que l’échantillonnage temporel de la simulation est assez fin pour faire le suivi de fusions locales entre deux régions. Avec un échantillonnage plus espacé entre les instantanés de la simulation on aurait observé un nombre de régions progénitrices typiquement plus élevé. Une exception à ce phénomène de fusions binaires-tertiaires est observée dans le modèle H50 où l’on note un manque de régions dans la distribution entre $z \sim 10$ et $z \sim 7$ pour les valeur de $\sim 2-3$

régions parentes. Dans ce cas particulier, l’abondance de régions regroupées très proches les unes des autres par phénomène “d’entassement” des sources est plus important que dans tout les autres modèles. Il en résulte qu’une région peut fusionner avec plusieurs autres régions entre deux instantanés de la simulation.

D’autre part, on note l’émergence d’une seule région qui est le résultat de la fusion de plus de régions que les autres. Dans les modèles S200 et H200, cette région apparaît à $z \sim 8$ et plus tôt dans le modèle SB200 à $z \sim 9$. Ce même décalage temporel est observé à haute résolution avec l’émergence de cette région à $z \sim 9$ pour les modèles S50 et H50 et à $z \sim 10$ dans le modèle SB50. Il est intéressant de noter que cette région dominante en terme de fusions apparaît au même moment que la région dominante en taille discutée avec la figure 4.10. En effet l’évolution du rayon de la dernière région de la simulation est concordante avec celle qui concentre les fusions. Cela indique qu’il existe un moment à partir duquel une région HII particulière commence à dominer le processus de fusion dans la simulation. A partir de ce moment, cette région croît très rapidement par fusions avec de multiples régions environnantes et va également dominer les autres en terme de taille. Dès cet instant là (que l’on appellera z_{BKG} pour “background” dans la suite de l’exposé), la probabilité qu’un lieu de l’espace appartienne au fond UV global plutôt que d’être sensible au rayonnement local d’une source augmente. On peut donc considérer ce moment comme le début de la période de fusion intense des régions HII. C’est donc à partir de cet instant que l’on commence à perdre les informations sur les histoires locales de réionisation induites par une ou quelques galaxies au profit d’une seule histoire générale de réionisation.

La taille des régions est un facteur important pour avoir un grand nombre de régions progénitrices. En effet, un large volume ionisé favorise naturellement la proximité avec des sites ionisés distants. Néanmoins, il faut noter que la région dominante en taille n’est qu’une région parmi d’autres régions qui concentrent elles aussi un grand nombre de fusions. Effectivement, on observe clairement des régions avec plus de progéniteurs et c’est particulièrement le cas pour les modèles H200 et H50. Les hauts contrastes de densité de sources ainsi que leur regroupement ou “entassement” semble induire un taux de fusion supérieur dans de petits volumes. De manière plus générale, les modèles à haute résolution présentent un taux de fusion plus important grâce à leur plus grand nombre de sources ionisantes et à un phénomène “d’entassement” local des sources plus important. Le fait que les modèles H puissent atteindre des nombres de régions progénitrices qui sont de l’ordre de dix fois supérieurs à ceux des modèles S et SB, s’explique, finalement, par le nombre bien plus important de halos considérés comme sources dans les modèles H. Les deux modèles avec des particules stellaires se démarquent également en ce qui concerne le nombre de régions avec un grand nombre de progéniteurs. A des redshifts aux alentours de z_{BKG} les modèles S présentent une nette détection de régions avec un nombre

de progéniteurs de l’ordre de celui de la région dominante en taille (soit environ 10–50 progéniteurs). En revanche dans les modèles SB de telles régions sont rarement identifiées. Cela indique que l’émergence très tôt de la région dominante dans les modèles SB comparé aux modèles S a pour conséquence de prévenir la formation de régions séparées étant donné qu’elles fusionnent et sont incorporées très tôt dans ce volume ionisé dominant. A plus haute résolution cette différence entre les deux modèles stellaires s’amenuise même si le modèle S50 présente encore des régions qui ont plus de dix progéniteurs, ce qu’on ne trouve pas dans le modèle SB50.

4.3.3.2 Croissance de la région HII dominante

Cette section a pour vocation de faire le suivi individuel de la région dominante en taille grâce à l’arbre de fusion. C’est un premier exemple de ce qui sera montré au chapitre 6 où il sera expliqué comment l’arbre de fusion permet d’appréhender le suivi individuel de chacune des régions apparues dans la simulation. Le suivi de la région dominante avec l’arbre est une source d’information qui va nous permettre de comprendre comment l’émergence d’une telle région mène à une perte d’information sur le processus d’expansion individuel des autres régions. L’idée est de regarder l’évolution des propriétés des régions qui fusionnent avec la région dominante afin d’évaluer comment chaque modèle de source résiste à l’influence de cette région particulière.

La figure 4.13 présente l’évolution de la distribution des rayons des régions qui fusionnent avec la région dominante. Encore une fois on montre l’évolution de la distribution pour les six simulations étudiées. On montre également l’évolution du rayon de la région dominante suivie et l’évolution du rayon moyen des régions qui fusionnent avec. Le code de couleurs des différentes figures est identique à celui utilisé dans les figures 4.10 et 4.12.

Immédiatement nous voyons qu’à partir d’un certain redshift (z_{BKG}), chaque modèle présente une évolution de la distribution des rayons des régions qui fusionnent avec la région dominante qui est représentative de la distribution des rayons de toutes les régions HII vu en figure 4.10. En d’autres termes, à partir d’un certain redshift ($z \sim 8$ pour S200 et H200 et $z \sim 9$ pour SB200 et $z \sim 9$ pour S50 et H50 et $z \sim 10$ pour SB50), la majeure partie des régions présentes sont des régions qui fusionnent avec la région dominante. Ce moment peut donc être vu comme l’instant à partir duquel une région impose sa domination dans la simulation. Il apparaît donc que plus ce moment est tardif dans une simulation, plus le suivi des histoires locales de réionisation induites par une ou quelques sources pourra être entrepris sur une longue période. Dans tous les modèles et aux deux résolutions, ce moment coïncide avec le redshift z_{BKG} défini dans la section précédente. En d’autres termes pour $z \leq z_{BKG}$ chaque région présente va immédiatement fusionner avec la région dominante et donc devenir une partie intégrante du fond UV.

4.3 Propriétés de l'arbre de fusion

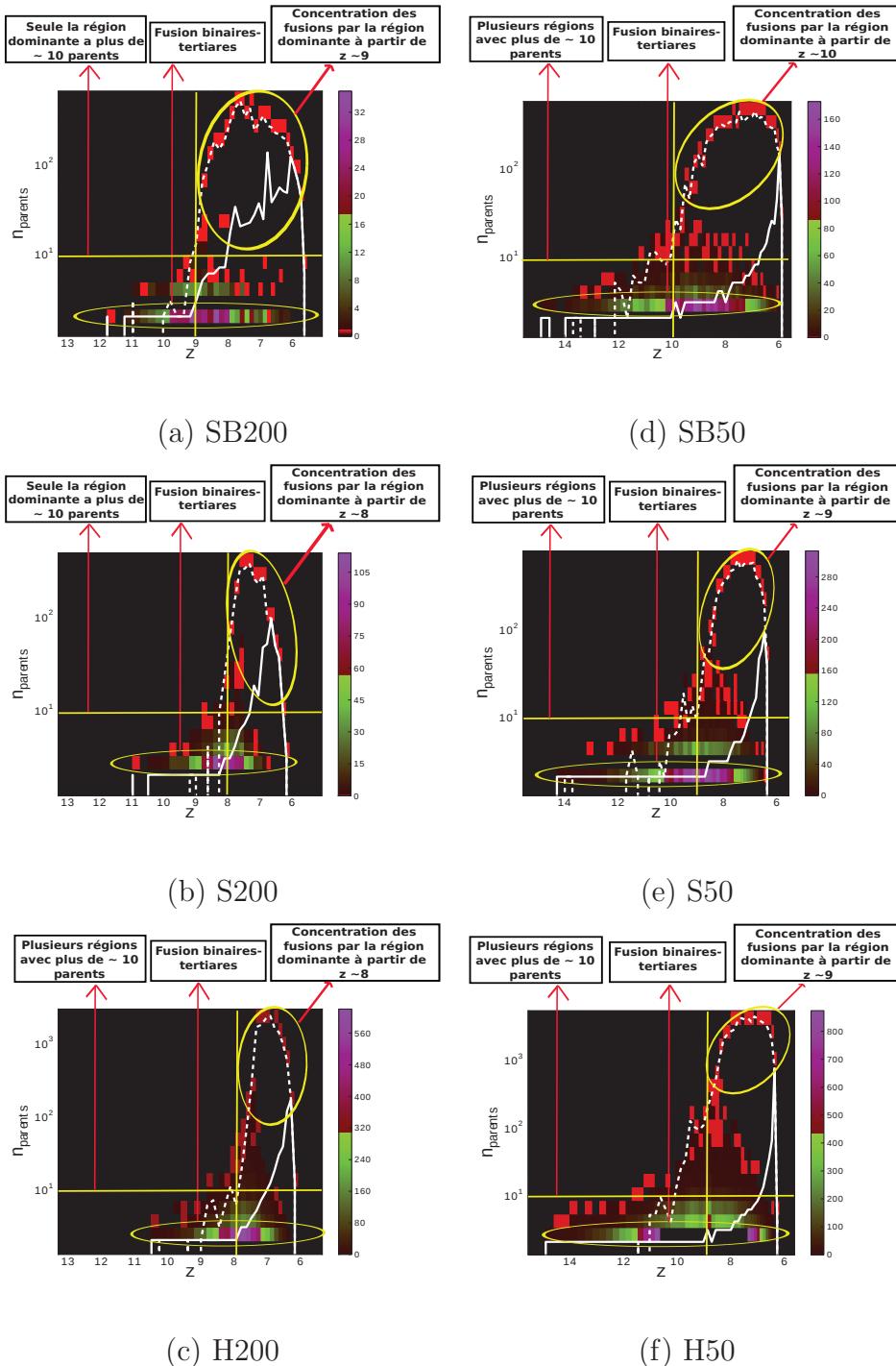


FIG. 4.12 – Evolution avec le redshift de la distribution du nombre de régions progénitrices des régions résultantes de fusions pour les trois modèles de sources ionisantes et les deux tailles de boîtes. Les cellules les plus rouges représentent les lieux dans la distribution peuplés par une seule région, alors que les autres couleurs encodent un nombre plus important de régions selon le code couleur de la figure. L'évolution du rayon moyen et celle du rayon de la dernière région sont montrées avec les courbes blanches en trait plein et en tirets respectivement.

Il est aussi intéressant de regarder comment cette région dominante se construit dans les différents modèles avant de dominer les autres. On observe, dans les modèles H50 et H200, que les premiers stades de la croissance de cette région sont purement dus à l'émission de ses sources internes et aucunement dus à sa fusion avec d'autres régions avant $z \sim 9.5$ pour H200 et $z \sim 11.8$ pour H50. On n'observe effectivement aucune région en train de fusionner avec la région dominante avant ces instants là. La phase initiale de croissance de la région dominante est détectée plus tard dans le modèle S200 avec un rayon plus important de l'ordre de ~ 3 Mpc/h contre ~ 0.5 Mpc/h pour H200. Dans S200, cette région fusionne très rapidement avec d'autres régions de tailles similaires au lieu de s'étendre uniquement sous l'action des ses propres sources comme dans H200. A plus haute résolution, la région dominante du modèle S50 présente toujours une taille supérieure à celle de H50 et elle fusionne également rapidement avec des régions de tailles similaire très tôt dans la simulation à partir de $z \sim 14$. Il apparaît donc clairement que la forte émissivité individuelle des particules stellaires des modèles S permet la production de régions plus larges que celle des modèles H. Cela a pour conséquence de promouvoir plus rapidement, dans les modèles S, le mécanisme de croissance des régions par fusion plutôt que par leur seule expansion. D'autre part, les modèles SB présentent des évolutions de la région dominante qui sont bien plus différentes que dans les deux autres modèles de sources. La grande correction de l'émissivité des sources au début de la simulation crée une très large région très tôt dans la simulation. Cette région fusionne très rapidement avec d'autres régions très large elles aussi toujours à cause du caractère puissant de l'émissivité en début de simulation. Plus particulièrement, le modèle SB50 présente toute une succession de fusions de la région dominante avec des régions qui ont des tailles qui lui sont similaires. Il apparaît donc que le processus de croissance par fusion de la région dominante apparaît le plus tôt dans ce modèle comparé aux modèles S et H. Précédemment, nous avions noté que l'augmentation de la résolution avait tendance à diminuer les différences entre les trois modèles de sources. Dans ce cas précis, il se trouve que le plus haut degré de proximité des sources ("clustering") dans la boîte de 50 Mpc/h mène à un scénario de croissance de la région dominante qui est encore plus différent dans le modèle SB que dans les modèles S et H.

4.4 Conclusion

Ici, nous dresserons les conclusions des analyses menées dans ce chapitre. Nous avons utilisé l'arbre de fusion en vue d'analyser six simulations différentes. Trois modèles différents de sources ionisantes ont été étudiés et à deux résolutions différentes qui correspondent à des échelles de 200 Mpc/h et 50 Mpc/h pour les tailles de boîte de simulation :

4.4 Conclusion

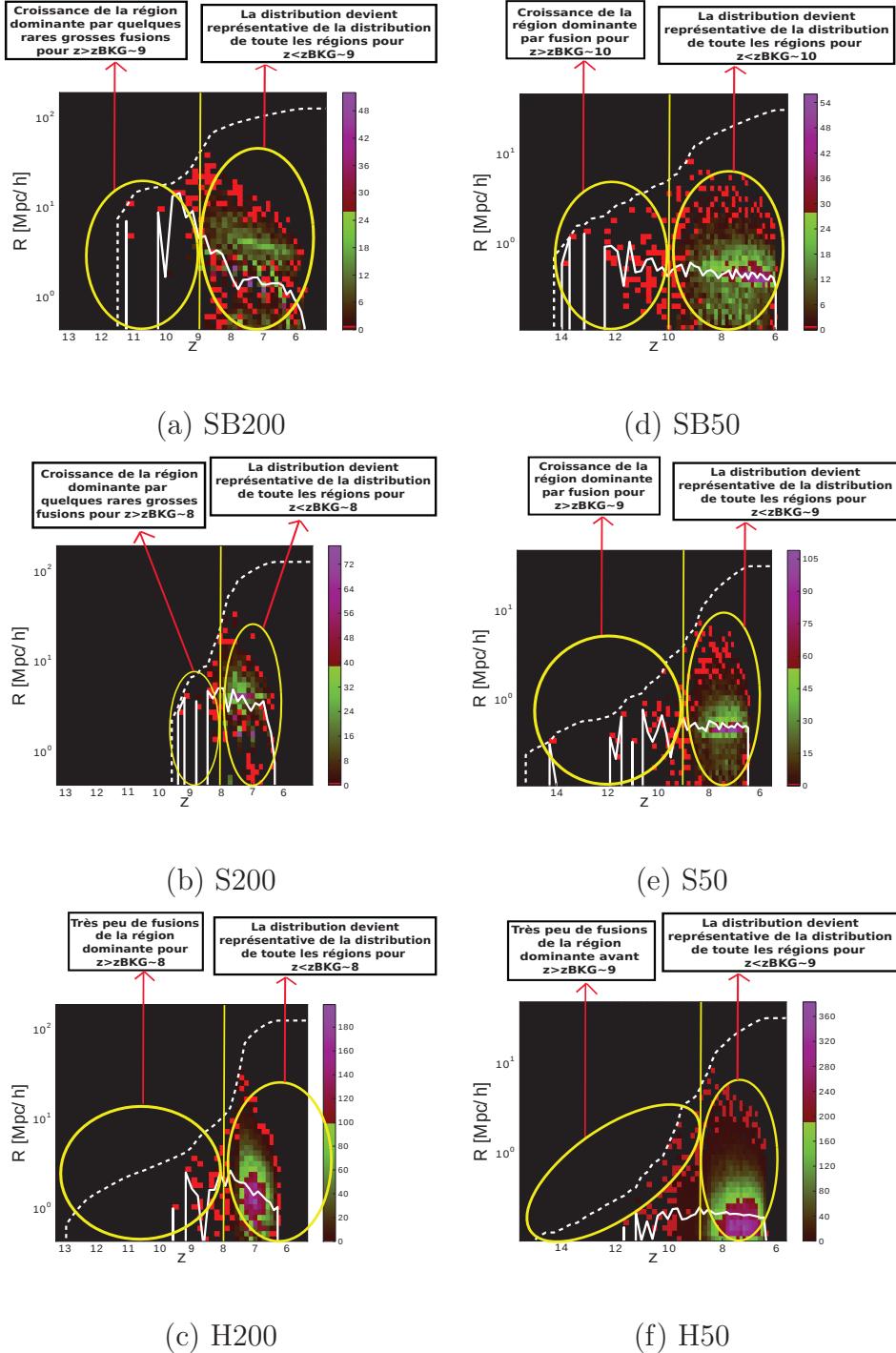


FIG. 4.13 – Evolution avec le redshift de la distribution du rayon des régions HII qui fusionnent avec la région dominante en taille pour les trois modèles de sources ionisantes et les deux tailles de boîtes de 200 et 50 Mpc/h. Les figures a), b) et c) représentent respectivement les distributions des modèles SB200, S200 et H200 et les figures e), f) et g) représentent les modèles SB50, S50 et H50. L'évolution du rayon moyen et celle du rayon de la région dominante sont montrées avec les courbes blanches en trait plein et en tirets respectivement.

- On a étudié un modèle, où les halos de matière noire sont considérés comme des sources ionisantes avec une émissivité proportionnelle à la masse des halos (modèles H).
- On a fait l'analyse d'un modèle avec des particules stellaires générées par le code hydrodynamique RAMSES avec une émissivité des sources constante en vue d'obtenir un même redshift de réionisation que dans le modèle de halo (modèles S).
- Un modèle d'étoiles “boostées”, basé sur les mêmes champs de sources que dans le modèle d'étoile précédent a été étudié, mais en adoptant cette fois une émissivité des sources diminuant avec le temps en vue de reproduire une convergence en termes de photons émis à chaque instant de la simulation (modèles SB).

Les corrections de l'émissivité des sources est nécessaire en considérant le fait que la production de particules stellaires de manière auto-consistante est fortement dépendante de la résolution de la simulation. Dans les simulations peu résolues, il est effectivement difficile d'atteindre la convergence en termes de nombre de sources résolues. Les émissivités ont été réglées en vue de produire une même évolution de la fraction d'ionisation moyenne dans chacun des trois modèles différents. Dans chaque simulation, les régions HII ont été identifiées dans chacun des différents instantanés des simulations grâce un algorithme *friends-of-friends* (FOF). Les régions HII on ensuite été liées temporellement au moyen d'un algorithme qui génère leur arbre de fusion.

Premièrement, nous avons vu que chacun des trois modèles présente une évolution comparable en terme de quantités générales. Effectivement, les évolutions de la profondeur optique et de la fraction ionisée moyenne ont des allures similaires dans tous les modèles. L'évolution du nombre de régions HII présente un pic à des redshifts similaires dans tous les modèles et pour toutes les tailles de boîte ($z \sim 8.5$ et $z \sim 9$ pour les boîtes de 200 et 50 Mpc/h respectivement). Néanmoins, l'étude séparée des populations des différents types de régions HII a montré que les épisodes de fusions intenses apparaissent plus tôt dans le modèle d'étoile “boosté” SB alors qu'ils se produisent plus tard et au même moment dans les modèles d'étoile S et de halos H. Nous avons également noté que le modèle SB200 est très sensible au phénomène de recombinaison des régions HII alors que peu de régions recombinent dans le modèle S200 et aucune dans le modèle H200. Dans les modèles de 50 Mpc/h, les épisodes de fusions se produisent à des moments similaires dans la simulation.

Deuxièmement, nous avons étudié l'évolution avec le redshift de la distribution en taille des régions HII. Tous les modèles ont montré l'émergence d'une région dominante en taille à partir d'un certain redshift. Il a aussi été mis en évidence que l'évolution de la distribution des rayons est liée de manière inhérente aux modèles sous-jacents de sources ionisantes de chaque modèle. En effet, on a observé une large dispersion des rayons des régions dans les modèles de halos associée aux petites structures résolues et à la grande

gamme d'émissivités des sources dans ce modèle. Une distribution similaire a été observée pour les modèles d'étoiles S avec un manque de régions noté aux plus petites échelles comparé au modèles H. Ces petites échelles ne sont pas détectées à cause d'émetteurs plus forts et plus rares dans les modèles S que ceux des modèles H. La distribution est bien différente dans les modèles SB dans les premiers instants de la simulation à cause de très forts émetteurs qui produisent de très grandes régions comparé aux deux autres modèles. Les différences en termes de tailles diminuent à plus haute résolution mais persistent quand même, surtout dans les modèles SB. Nous avons finalement noté que la corrélation entre redshift et rayons des régions est dictée par celle des nouvelles régions et mémorisé pour les autres types de régions dans la distribution.

Dans un troisième temps, l'évolution de l'intensité du processus de fusions des régions HII a également été étudiée. Dans toutes les simulations, des régions dominantes en termes de fusions (avec typiquement dix progéniteurs et plus) ont été détectées et elles correspondent à chaque fois à la région dominante en taille qui est la principale instigatrice de la mise en place du fond UV global. Le moment à partir duquel cette région impose sa domination est retardé dans les modèles S et H comparé au modèle SB. Nous avons en effet noté que la distribution en tailles des régions qui fusionnent avec cette région dominante devient représentative de la distribution en taille globale de toutes les régions. Ce phénomène qui marque le moment de départ du processus de fusion intense de cette région avec les autres apparaît d'abord dans les modèles SB, puis dans les S et enfin dans les modèles H. Il en résulte que les histoires de réionisation locales peuvent être suivies durant une période plus longue dans ces deux derniers modèles. L'augmentation de la résolution des simulations réduit encore les différences du fait d'une meilleure convergence entre les trois populations de sources.

En figure 4.14 on présente un schéma récapitulatif des différents scenarii de réionisation relatifs à chacun des trois modèles. On peut finalement statuer sur le fait que les modèles S et H ont des histoires de percolations similaires même si les modèles S résolvent moins les petites échelles et donc les épisodes de fusions locaux. Différemment, les modèles SB présentent leur propres histoires de réionisation où l'on note l'émergence précoce d'une région HII dominante en taille qui monopolise rapidement le processus de fusion. D'autre part, les deux autres modèles montrent des croissances individuelles de régions dont on peut faire le suivi sur une plus longue période et qui résistent à la domination de la région dominante plus longtemps. Dans les boîtes de 50 Mpc/h, lorsque la résolution spatiale des simulations est augmentée, les histoires des trois modèles deviennent de plus en plus comparables même si le modèle SB présente toujours la domination prématuée d'une région HII qui concentre le processus de fusion dans la simulation.

Il est donc clair que les expériences à basse résolution montrent un manque de convergence dans les formations auto-consistantes d'étoiles qui mènent à des différences substantielles en termes de propriétés des régions HII même si le modèle S permet d'obtenir une représentation similaire à celle du modèle H au dessus d'une certaine échelle caractéristique. Cela mène donc à des différences dans les histoires relatives de fusions entre les différents modèles même si à première vue il y avait une bonne correspondance dans l'évolution globale de leurs propriétés (comme l'évolution de la fraction ionisée moyenne, l'évolution de la profondeur optique Thompson et les différents spectres de puissance). A plus haute résolution, dans les boîtes de 50 Mpc/h, nous avons noté que les différences s'amenuisent entre les modèles, ce qui résulte d'une plus faible correction appliquée aux sources et d'une meilleure correspondance entre les populations de halos et d'étoiles. Pour les deux résolutions étudiées, il a été mis en évidence que le modèle SB présente une histoire et une géométrie du processus de réionisation qui est bien distincte des deux autres modèles. Cette différence s'amenuise quelque peu à plus haute résolution. Pour conclure, les modèles S et H sont équivalents si on est intéressé par la modélisation des grandes échelles. En revanche les modèles de halos permettent un meilleur suivi des stades initiaux de croissance des régions HII.

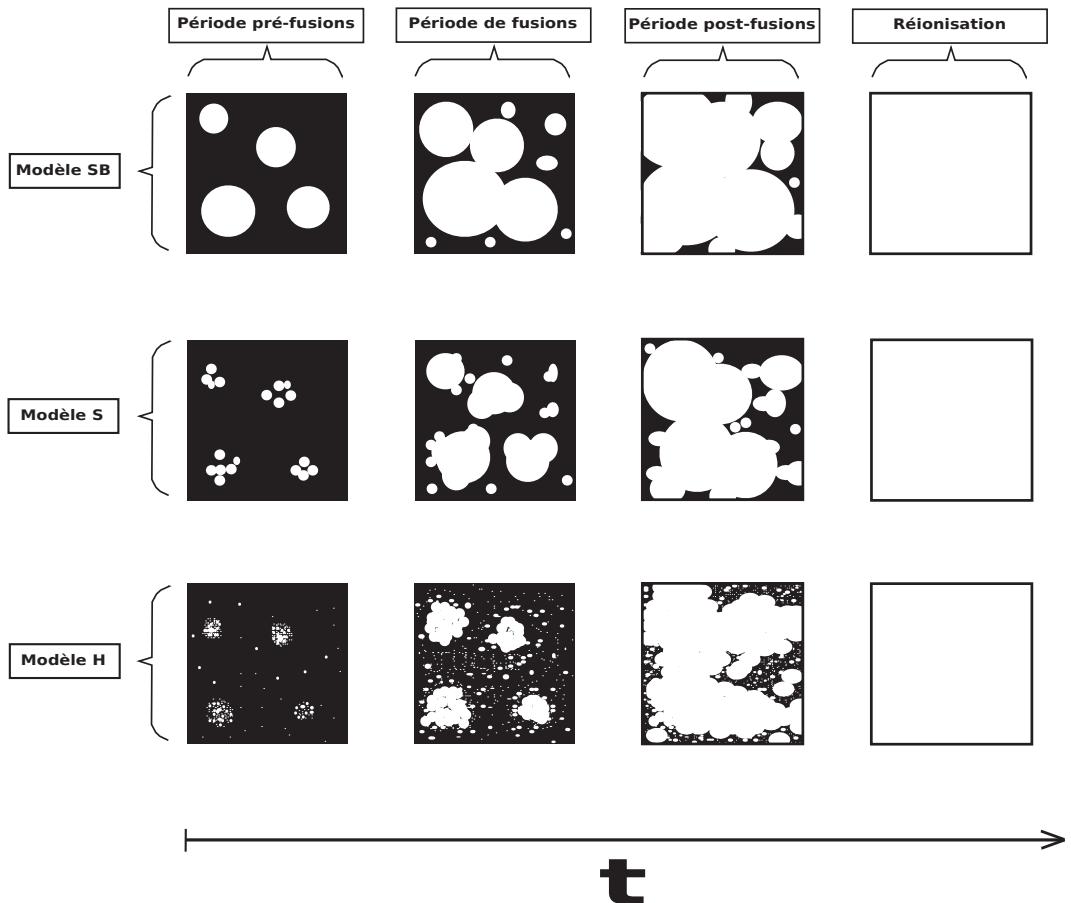


FIG. 4.14 – Schéma illustratif des différents scénarii de réionisation induits par chaque modèle : une grande région émerge plus tôt dans le modèle SB à cause de la fusion précoce de très grandes régions. Le modèle H présente beaucoup plus de régions HII distinctes dont on peut suivre les histoires locales pendant une période plus étendue. Cela a pour conséquence de retarder l'émergence d'une seule région dominante en taille. Le modèle S est intermédiaire ; il présente des régions de taille plus petite que le modèle SB et plus grande que le modèle H. Il présente une histoire proche du modèle H même s'il ne résout pas les plus petites échelles et les épisodes locaux de fusions.

Chapitre 5

**Article ‘A study of simulated
reionization histories with
merger trees of HII regions’.**

A study of simulated reionization histories with merger trees of HII regions

J. Chardin, D. Aubert, and P. Ocvirk

Observatoire Astronomique de Strasbourg, Université de Strasbourg, CNRS UMR 7550, 11 rue de l'Université, 67000 Strasbourg, France
e-mail: jonathan.chardin@astro.unistra.fr

Accepted 11 July 2012 / Received 24 September 2012

ABSTRACT

Aims. We describe a new methodology for analyzing the reionization process in numerical simulations. The chronology and the geometry of reionization is investigated by the merger histories of individual HII regions.

Methods. From the merger tree of ionized patches, one can track the individual evolution of the regions properties, such as their size, the intensity of the percolation process by looking at the formation rate, the frequency of mergers, and the number of individual HII regions involved in the mergers. We applied the merger-tree technique to simulations of reionization with three different kinds of ionizing source models and two resolutions. Two of them use star particles as ionizing sources. In this case we compared two emissivity evolutions for the sources to reach the reionization at $z \sim 6$. As an alternative we built a semi-analytical model where the dark matter halos extracted from the density fields are assumed as ionizing sources.

Results. We then show how this methodology is a good candidate to quantify the impact of the adopted star formation on the history of the observed reionization. The semi-analytical model shows a homogeneous reionization history with local hierarchical growth steps for individual HII regions. On the other hand, autoconsistent models for star formation tend to present fewer regions, with a dominant region in size that governs the fusion process early in the reionization at the expense of the local reionizations. The differences are attenuated when the resolution of the simulation is increased.

Key words. dark ages, reionization, first stars – methods: numerical – radiative transfer

1. Introduction

The first generation of stars appears after the period called the dark ages (between $z \sim 1090$ and $z \sim 20$), creating a multitude of distinct HII regions in the Universe. These regions eventually merge with other ionized regions, leading to a total reionization of the Universe. The diffusion of CMB photons on the electrons released during reionization (see e.g. Komatsu et al. 2009) and the absorption features in the spectra of high-redshift quasars (see e.g. Fan et al. 2006; Willott et al. 2007) suggest that the end of reionization occurred at $z \sim 11-6$, with an average neutral fraction of hydrogen between 10^{-4} and 10^{-6} (see Fan et al. 2006).

Many models (see e.g. Barkana & Loeb 2004; Furlanetto et al. 2004b; Zahn et al. 2007; Mesinger & Furlanetto 2007; Choudhury et al. 2009) and simulation techniques (Abel et al. 1999; Gnedin & Abel 2001; Razoumov et al. 2002; Iliev et al. 2006a; Trac & Cen 2007; Aubert & Teyssier 2008; Finlator et al. 2009a; Petkova & Springel 2009) have been proposed to investigate the impact of the radiative transfer on the reionization epoch. See Trac & Gnedin (2011) for a complete review of these models. In parallel, semi-analytic models have been developed (Barkana & Loeb 2004; Furlanetto et al. 2004b; Zahn et al. 2007; Mesinger & Furlanetto 2007; Choudhury et al. 2009), mostly based on the “excursion set formalism” method (Bond et al. 1991) where both the source distribution and ionization fields are derived from the density fields.

In this context, one challenge is to describe the geometry and the time sequence of the reionization since they will be influenced by, e.g., the formation rate of ionizing sources, the

distribution of their formation sites, or the size and growth of HII regions. Aiming at this description, many theoretical studies have thus been conducted that focus on the overall evolution of physical fields, such as the ionized fraction or temperature (see e.g. Aubert & Teyssier 2010; Finlator et al. 2009b). Alternately, many groups have undertaken analyses to characterize this period but by focusing on the properties of individual HII regions (Iliev et al. 2006b; Zahn et al. 2007; McQuinn et al. 2007; Lee et al. 2008; Croft & Altay 2008; Shin et al. 2008; Friedrich et al. 2011).

With the current article, we also aim at investigating the chronology and geometry of the reionization through numerical simulations. In particular, we describe the process through the study of the *merger process* of HII regions, and for this purpose we track the individual histories of the ionized regions formed in numerical simulations. Using this point of view, we combine the analysis in terms of individual HII regions with the temporal evolution of overall fields. As a consequence, it leads to a local perspective with a *set of histories of reionization*, allowing their scatter to be studied throughout a cosmological volume. This will be an alternative approach to those already undertaken.

In this paper, we first focus on the procedure for separating the different HII regions and to track each of them along time. For this purpose, we follow many other investigations (Iliev et al. 2006b; Shin et al. 2008; Friedrich et al. 2011) by using a *friends-of-friends algorithm* (FOF) to characterize the different ionized regions. Then, to follow the HII regions’ properties with time or redshift, we built their *merger tree*. Using the merger tree and investigating its properties to infer the redshift evolution of the

HII regions' formation number, their size evolution, and their merger history, we suggest a new way to constrain the evolution of the reionization process.

We tested the method on three models for the ionizing sources in order to quantify their impact on the simulated reionization history. We also quantified the impact of the spatial resolution of the simulations on the history by performing simulations with sizes of 200 and 50 Mpc/h boxes. By comparing the resulting reionization histories, we show how different source prescriptions lead to different properties on the evolution of HII regions as reionization progresses.

This paper is organized as follows. In Sect. 2, we present the tools developed to investigate the history of the reionization in simulations such as the FOF algorithm and the merger tree of HII regions. In Sect. 3, we describe the properties of the simulations that we study. In Sect. 4, first, we present our results in terms of general quantities, such as the ionization fraction or the optical depth evolution. Then, in Sect. 5, we compare the different histories of each model enlightened with the merger tree methodology. We finally discuss these results and their limits in Sect. 6 and draw our conclusions.

2. Analyzing merger trees of HII regions

2.1. Rationale

Merger trees have been used for 20 years in, e.g., the theoretical studies of galaxy formation (see e.g. Lacey & Cole 1993; Kauffmann & White 1993). More recently, seminal works, such as Furlanetto et al. (2004a) and subsequent analytical and semi-analytical investigations have used excursion set formalisms to construct histories of HII regions during reionization. Even though it is strongly connected to these works, the current paper aims at using merger trees differently. The trees, which *are extracted from simulations, are used as objects worthy of study for their own properties*; in other words, we analyze the simulated HII region merger histories from the merger trees they produce. The latter is not a means to providing higher level prediction, such as statistics on the 21 cm signal, but it is itself a probe of the simulation properties. On a broader perspective, the methodology presented here could be compared to genus or skeleton calculations as a reproductive and quantitative means to discussing the simulated process. It is thus complementary to power spectra or the time evolution of average quantities, for instance. In practice, in addition to tracking individual HII regions, we are thus led to analyze the “graph” properties of tree-based data, as shown below, and to draw conclusions about the simulated physics. Hereafter, we briefly present our implementation of the classic FOF technique to identify HII regions and the procedure for building merger trees. Additional details of these classic tools can be found in the appendix.

2.2. FOF identification of HII regions

We have developed an FOF algorithm that is able to separate the different HII regions at a given instant in snapshots of simulations and allocate an identification number to them. The following description of this FOF method is similar to those in previous studies (Iliev et al. 2006b; Shin et al. 2008; Friedrich et al. 2011). The ionization state of the gas is sampled on a regular grid.

Firstly, we define the status of the box cells in terms of ionization fraction. The rule we adopted is that a cell is ionized if it has an ionization fraction $x \geq 0.5$ (often used in other works e.g. Iliev et al. 2006b; Shin et al. 2008; Friedrich et al. 2011). An

individual HII region is defined by an identification number (ID hereafter). Secondly, if a cell is ionized and has an ID, then all its ionized nearest neighbors belong to the same ionized region and thus share the same ID. Our definition of nearest neighbors is limited to six cells along the main directions. One single isolated cell is then considered as a single ionized region. More details about the FOF implementation can be found in Appendix A.

We have to note that the FOF procedure is not without caveats, so we could have adopted higher values for the ionization fraction threshold, for example. We can then imagine that HII regions would be more divided and more numerous with smaller sizes in this case, possibly leading to different reionization histories. In the appendix, we show that the statistics of the regions weakly depend on this specific value of the ionization threshold in the 0.3–0.9 range, except for the smallest regions with recombining episodes. The FOF technique can also connect distant regions with ionized bridges, an effect that might be undesirable. Alternately, we could have chosen other methods for identification, such as the *spherical average* method described by Zahn et al. (2007). In this case the distribution of HII region sizes would have been smoother (see Friedrich et al. 2011). We have chosen the FOF method because it allows following regions from snapshot to snapshot in order to build the merger tree, which is a feature that the *spherical average* method does not allow. We thus have to keep in mind the features of the method when we give our conclusion in the next.

2.3. Merger tree

Once the identification of the ionized regions in each snapshot of a simulation is known, the merger tree of HII regions can be built. Such a tree aims at tracking the identification number of an ionized region in order to follow the evolution of its properties in time (see Appendix B for details for implementing the merger tree).

In Fig. 1 an example of a merger tree is represented. As reionization progresses, there is a growing number of ionized regions to follow, as represented by the growing number of branches in the tree. We can also follow the merger process between HII regions when several branches of the tree lead to the same ID. We observe a decrease in the number of regions until only a single one remains at the end of reionization.

From the merger tree thus constructed, we will be able to follow the properties of ionized regions during the entire simulated reionization. Indeed, it will be possible to study the temporal evolution of each HII region, their individual merging history, their geometric properties and enlighten in a different way the scenario of reionization.

We note that this technique can be sensitive to the snapshot sampling of the simulations. Irregularly spaced snapshots or a sparse sampling can weaken the conclusions obtained with a merger tree. Preliminary experiments, by taking half of the snapshots, e.g., have shown that our results seem to be robust, however the quantitative conclusions may be prone to variations.

In Fig. 2 we illustrate the typical properties that can be investigated through the merger tree:

- the number of new HII regions between two snapshots;
- the number of growing ionized regions;
- the number of HII regions which recombine;
- the number of HII regions resulting from mergers;
- the number of parents involved for an HII region resulting from mergers.

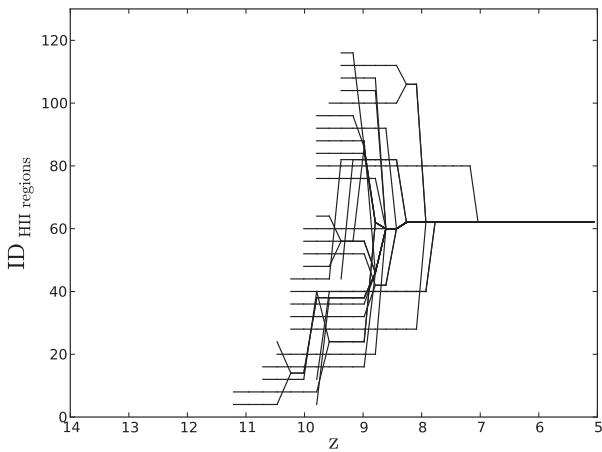


Fig. 1. Illustration of the merger tree of HII regions. Each black line represents an ID evolution with the redshift for a distinct HII region. For clarity, we represent here only the ID evolution for 30 regions.

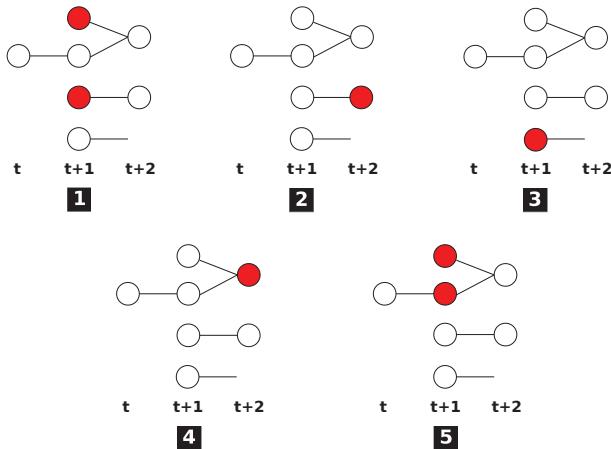


Fig. 2. Illustration of the properties that we can follow with the merger tree. In each diagram, red items symbolize the kinds of properties that we follow. 1: the number of new HII regions between two snapshots; 2: the number of growing ionized regions; 3: the number of HII regions that recombine; 4: the number of HII regions resulting from mergers and, 5: the number of parents involved for an HII region resulting from mergers.

3. Simulations

3.1. Gas dynamics and post-processed radiative transfer

In this section we aim at describing the cosmological simulations of reionization performed and analyzed with the merger tree methodology. These simulations were part of a set of experiments at several resolutions and fully described in [Aubert & Teyssier \(2010\)](#) and only a brief summary of the methodology will be given here.

The evolution of the gas and sources distribution were provided by outputs of the RAMSES cosmological code ([Teyssier 2002](#)) that handles the co-evolution of dark matter, gas and star particles using an adaptive mesh refinement strategy. The hydrodynamical equations are solved thanks to a second order Godunov Scheme with an HLLC Riemann Solver. The gas is assumed to be perfect with a 5/3 polytropic index. Metals are included and taken in account in the cooling of the gas. The star formation is included following the prescription of [Rasera & Teyssier \(2006\)](#) as well as supernovae feedback.

Initial conditions were generated on 1024^3 grids, according to the WMAP 5 cosmology ([Komatsu et al. 2009](#)) using the MPgrafic package and white noise statistics from the Horizon collaboration ([Prunet et al. 2008](#)). Two box sizes were considered, 50 and 200 Mpc/h, both with a 1024^3 coarse grid resolution + 3 levels of refinement and simulations were conducted down to $z \sim 5.5$. The refinement strategy is quasi-lagrangian with finer levels being triggered when the mass within a cell is 8 times the mass resolution. The large box is less subject to finite-volume variance effects but lacks resolution whereas the 50 Mpc/h box better resolve small scales physics (such as star formation) but is more prone to cosmic variance and its percolation process during reionization may be already affected by periodic boundary conditions

The radiative transfer was included as a post-processing step using the ATON code ([Aubert & Teyssier 2008](#)) in all simulations. It tracks the propagation of radiation on a 1024^3 coarse grid using a moment-based description of the radiative transfer equation. It can reconcile the high resolution and the intensive time-stepping of the calculation thanks to Graphics Processing Units (GPUs) acceleration obtained through NVidia's CUDA extension to C (see [Aubert & Teyssier 2010](#), for further details of the implementation). ATON also tracks atomic hydrogen processes, such as heating/cooling and photo-ionization, and can handle multiple group of frequencies, even though only a single group of photon has been dealt with in the current work. The typical photon energy is 20.26 eV, corresponding to the average energy of an hydrogen ionizing photon emitted by a 50 000 K black body: such a spectrum is a good approximation of a salpeter IMF integrated over the stellar particles mass assumed here (see e.g. [Baek et al. 2009](#)). Calculations were run on 64–128 M2068 NVidia GPUs on the hybrid sections of the Titane and Curie supercomputers hosted by the CCRT/CEA facilities. Having post-processed the simulations, we applied the merger-tree methodology described in the previous section to the ionization fraction field degraded at a 512^3 resolution, making them easier to analyze.

3.2. Ionizing source models

At each resolution, three different models were considered for the sources: two considered the self-consistent stellar particles spawned by the cosmological simulation code. The third one uses dark matter halos as proxies for the sources. All the models were tuned by trial and error to provide a complete reionization by $z \sim 6.5$ –5.5 and a half-reionization at $z \sim 7$. Sources were included in the radiative transfer calculation following the same procedure as in [Aubert & Teyssier \(2010\)](#).

3.2.1. Star models

The star formation recipe is described in [Rasera & Teyssier \(2006\)](#) and assumes that above a given baryon over-density ($\delta \sim 5$ in our case), gas transforms into constant mass stars ($1 \times 10^6 M_\odot$ and $2 \times 10^4 M_\odot$ in 200/50 Mpc/h boxes) with a given efficiency ($\epsilon = 0.01$).

The number of stellar particles found at $z \sim 8.5$ (which corresponds to the peak of HII regions number as seen hereafter) is 8500 (resp. 35 500) in the 200 Mpc/h (resp. 50 Mpc/h) simulations. Even though it is now standard, the modelization of the formation of stellar particles in cosmological simulations remains a complex and subtle matter. Among other effects, it depends strongly on the resolution: the growth of nonlinearities

is scale-dependent, and as a consequence the simulated star formation rate depends on the ability of the simulation to resolve high-density peaks (see e.g. Springel & Hernquist 2003; Rasera & Teyssier 2006, and references therein). Therefore poorly resolved simulations tend to develop a population of stars at later times and at a slower rate than more resolved ones. This limitation is further emphasized during the reionization epoch at large z . As a direct consequence, the amount of ionizing photons is usually underevaluated if taken directly from star particles even though the situation improves as the nonlinearities evolves in the simulations. For instance, with the number of resolution elements and refinement strategy used in the current work, a 12.5 Mpc/h box would be needed to achieve a convergence in the number of emitted photons (Aubert & Teyssier 2010). Otherwise, the star particles may even be too scarce to reionize the cosmological box. Furthermore, these sources are subject to stochasticity and contribute to the UV flux only during the lifetime of strong UV-emitting stars (that we chose to be 20 Myr). As this component fades away in a given stellar particle, the latter may not be replaced by a neighbor. Until a stationary regime of source renewal is installed, these numerical artefacts due to source discreteness and lack of convergence may lead to blinking emitters of a numerical nature, and therefore to artificial recombining HII regions unsustained by inner sources, with no relation to actual starburst episodes.

On the other hand, these stellar sources are directly generated from the simulation, are simulated self-consistently with the gas physics, and do not require any additional processing to compute the sources locations and emissivities. One may suggest that a simple correction may be enough to correct from the low-resolution effects. The simplest is to consider that stellar particles sample the location of the main UV sources correctly, and a constant fudge factor would provide the adequate number of ionizing photons to reionize at $z \sim 7$ –6. Such a model is named “SXX” hereafter, where “XX” stands for 200 or 50 depending on the box size. A more sophisticated one requires that not only is the adequate number of photons generated at $z = 6$ but also at each instant. Since the lack of resolution is more critical at early times, it implies a stronger correction at high z than later on. Aubert & Teyssier (2010) have shown that the correction is exponential with characteristic times depending on the resolution. A drawback of this type of correction is that sources end up as individually decaying with time: if the renewal rate of stellar particles is not high enough, this decay could affect the simulated reionization. In this model, stellar particles have *boosted* emissivities per baryon at early times and is named “SBXX” hereafter, XX standing for the box size. It should be noted that the density contrast chosen here to trigger star formation can be seen as low and is chosen to allow star formation at our moderate spatial resolution and at redshifts where nonlinearities are weak on our scales. The value chosen here is similar to the one used by, e.g., Nagamine et al. (2000) at the same resolution and is slightly more permissive than most of the thresholds reviewed, e.g., in Kay et al. (2002) with typical values of $\delta \sim 10$. However, even with such criteria, significant factors should be applied to the luminosity of these stellar particles to produce enough photons to obtain standard reionizations histories. As shown hereafter, the ionized patchiness of these models tend to be less structured on small scales than for halo-based models, while nevertheless having their overlap process shows the same overall properties. Overall it indicates that star particles are not overproduced.

In Fig. 3, one can see that the S200 and S50 stellar models show different slopes for the cumulative number of photons. It results from the fact that the same number of photons must

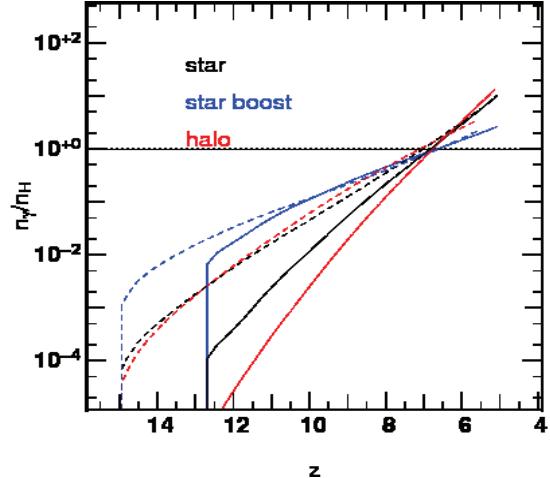


Fig. 3. Redshift evolution of the cumulative number of ionizing photons emitted by the sources relative to the number of hydrogen atoms. The horizontal line stand for one photon per atom. Solid (resp. dashed) lines stand for the 200 (resp. 50) Mpc/h simulations. Black, blue, and red curve stand respectively for the star, Boosted Star and Halo models of ionizing sources.

be produced from fewer star particles and in a shorter period for the large box. At both resolutions, two ionizing photons per hydrogen atom have been produced when reionization is completed at $z \sim 6.5$. The SB models are as expected “converged”: as the photon production become stationary, the same number of photons is produced in both box sizes. Compared to the star models emissivities, the boosted ones are greater at early times, then smaller for $z < 7.5$, to achieve the reionization at the same epoch. On a more general note, one can see that stellar particles appear earlier at high resolution as expected.

Quantitatively, we followed the simple modelization of Baek et al. (2009) to assign an emissivity of 90 000 photons per stellar baryon over the lifetime of a source. For S50 and S200 the enhancement factors to account for convergence issue are 3.8 and 30, respectively, while the boost temporal evolution of the SB50 and SB200 is equal to $\max(1, a \exp(k/t))$ with $(a, k[\text{Myr}]) = (1.2, 1500)$ for SB50 and $(1.2, 3000)$ for SB200, where t is the cosmic time.

3.2.2. Halo sources

As a second choice we adopt a semi-analytical model for the production of ionizing sources based on dark matter halos. Each halo is assumed as a star formation site with an emissivity proportional to the halo mass. This procedure is largely inspired by the work of Iliev et al. (2006b) where a constant mass-to-light ratio is assumed such as the ionizing flux of each halo has the following expression:

$$\dot{N}_\gamma = \alpha M \quad (1)$$

where α is the emissivity coefficient. Here we have chosen values of $\alpha = 5.9 \times 10^{43}$ and $\alpha = 3.5 \times 10^{42}$ photons/s/ M_\odot for both 200 and 50 Mpc/h boxes, respectively. These values were chosen in order to reach a reionization at $z \sim 6.5$ –6 similar to the star and boosted star models. Halos were detected using the parallel FOF finder of Courtin et al. (2011), with a linking length of $b = 0.2$ and a minimal mass of ten particles. This minimal mass corresponds to $9.8 \times 10^7 M_\odot$ for the 50 Mpc/h box

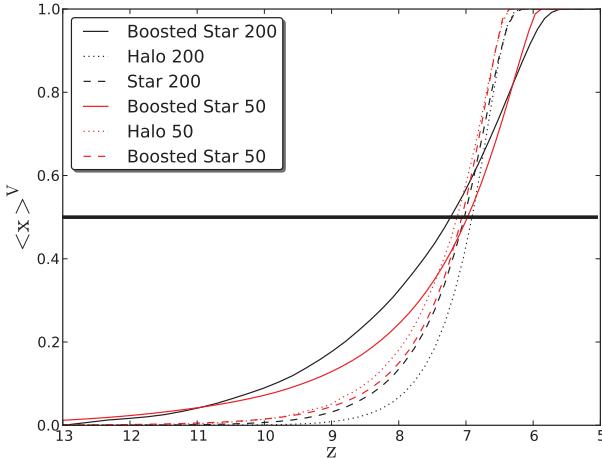


Fig. 4. Evolution of the volume-weighted average ionization fraction with redshift for the six simulations.

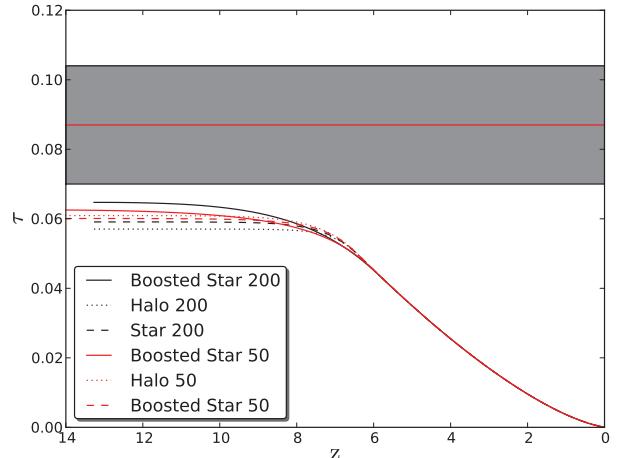


Fig. 5. Evolution of the Thomson optical depth with redshift for the six simulations.

and $6.3 \times 10^9 M_\odot$ for the $200 \text{ Mpc}/h$ box, implying that all halos can be considered as emitters. The number of halos found at $z \sim 8.5$ is 33 100 (resp. 285 000) in the $200 \text{ Mpc}/h$ (resp. $50 \text{ Mpc}/h$) simulations. It should also be emphasized that, unlike star and boosted star models, a whole spectrum of mass, hence emissivities, is available for halos. No lifetime has been assigned to these sources, and a halo would produce photons as soon as it is detected until it disappears or merge. In the following sections we refer to this semi-analytical star formation simulations with the following acronyms: “H200” or “H50” for both box sizes of 200 and $50 \text{ Mpc}/h$.

In Fig. 3, one can see that H50 follows closely S50, implying that with the appropriate correction, stars can mimic halo emission history. A greater difference can be seen in the $200 \text{ Mpc}/h$ box, where the H200 model shows a greater slope than the S200 model: there is a greater difference in the buildup of halos compared to the star population at lower resolution, due mostly to the difficulty of achieving star formation density thresholds in large-scale simulations. At $z \sim 6.5$, roughly two photons per hydrogen atom were produced in all cases.

4. General features

4.1. Ionization fraction

Figure 4 shows the evolution of the volume-weighted average ionization fraction as a function of redshift for the three models and for both 200 and $50 \text{ Mpc}/h$ boxes. Average ionization curves show a similar value of $\langle x \rangle \sim 0.5$ at a redshift of $z \sim 7$. At first glance we see that every model is comparable in terms of ionization fraction. The boosted star model just shows an earlier rising in the ionization curve than in the two other models for both box sizes. Conversely in the star and halo models the ionization curves rises later ($z \sim 10 - 9$) but the reionization is achieved earlier than in the boosted star model. These differences are attenuated in the $50 \text{ Mpc}/h$ box where the ionization histories approach each other.

4.2. Optical depth

Figure 5 shows the evolution of the optical depth as a function of redshift for the six simulations given by

$$\tau(z) = c\sigma_t \int_z^0 n_e(z) \frac{dt}{dz} dz \quad (2)$$

where σ_t is the Thompson cross section of the electron, and $n_e(z) = \langle x(z) \rangle n_H(z)$ the density of electrons released by ionized hydrogen atoms at redshift z . We also represent the constraint range obtained from the five-year release of CMB measurement made by the WMAP collaboration (Komatsu et al. 2009) at the 1σ level.

We immediately see that all the simulations converge in terms of optical depth. The $200 \text{ Mpc}/h$ box simulations reach the same value at $z \sim 8$. The only difference is that the optical depth is slightly greater in the boosted star model before $z \sim 8$. This is naturally explained by the fact that the ionization history is more extended in this model as seen with the ionization curve in Fig. 4. In the $50 \text{ Mpc}/h$ box, the curves become almost superimposed from $z \sim 10$. Again, this confirms that all the simulations are comparable.

4.3. Ionization fields

The maps of Figs. 6 and 7 show the ionization field maps for the three models for both 200 and $50 \text{ Mpc}/h$ boxes. In each figure, the color encodes an individual HII region detected by the FOF procedure.

At $z \sim 10.5$ and $z \sim 8.4$, the basic features of the three types of reionization can be spotted: SB models exhibit a few regions with large radii, whereas H models have smaller and numerous individual regions. The S models are intermediate with larger ionized patches than detected in the halo-based simulations but more individual regions than found in the SB models. As such, it reflects the differences in source modeling where halos are more numerous than stellar particles, so they share ionizing photons over a larger number of weaker sources. On the other hand, SB models produce large regions at the earliest redshifts because of the strong initial correction to the source emissivity, and this favors large regions and potentially early overlaps.

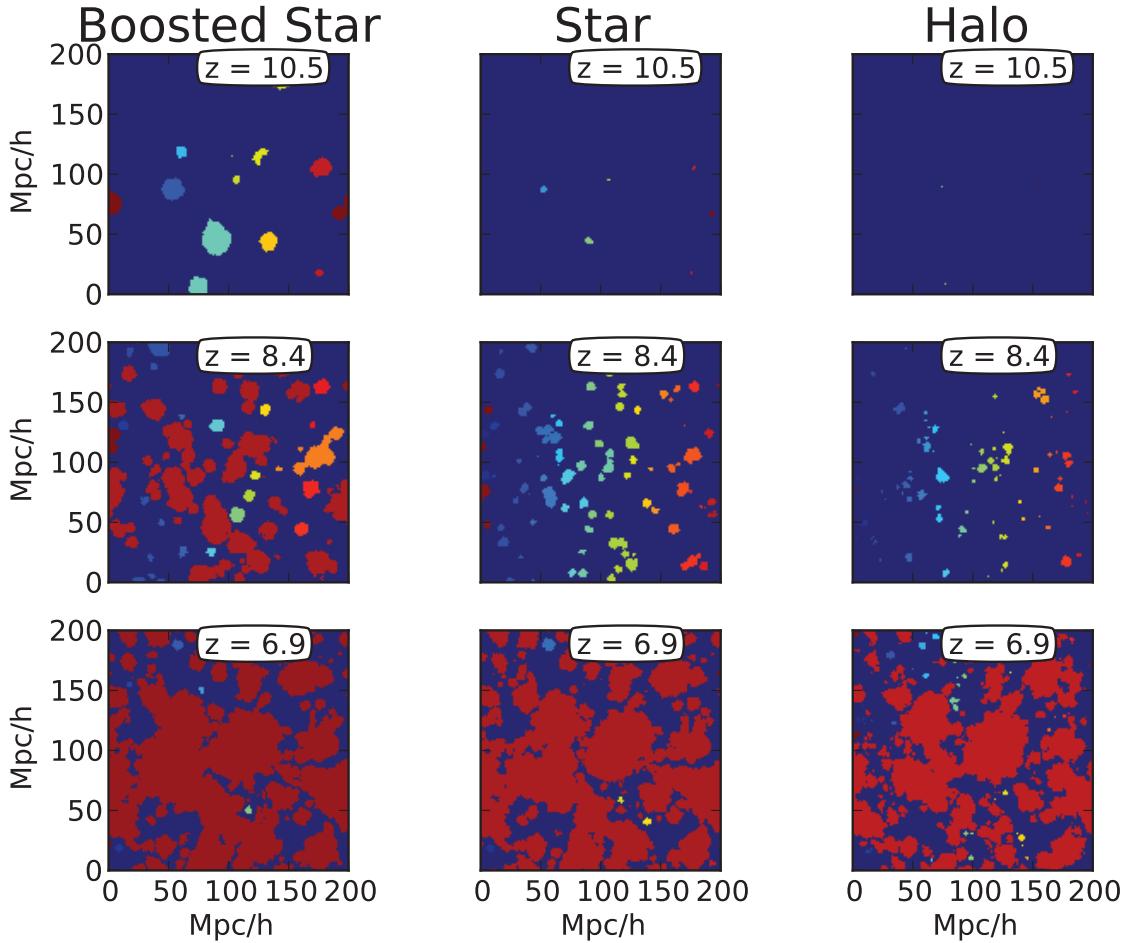


Fig. 6. Ionization map for the three ionizing sources models for three distinct redshift for the 200 Mpc/h size box. The colors encode the different identification number allocated to the HII regions by the FOF algorithm.

At the end of the reionization at $z \sim 6.9$ and in all models, a single large HII region is detected by the FOF method and results from a connected network of multiple ionized regions. Nonetheless, the halo model presents a greater resilience to percolation since it presents a map more structured with more individual HII regions.

When the spatial resolution is increased with the 50 Mpc/h box, Fig. 7 shows the same tendencies as in the 200 Mpc/h box. The H50 map presents the most regions with the smallest sizes until late phases of the reionization, and the SB50 still presents the fewest regions with the largest sizes. S50 still represents an intermediate case. Overall and as expected by the greater spatial resolution, the ability to capture the clustering and more sources in a 50 Mpc/h box, these maps present a higher level of granularity and more individual regions than the 200 Mpc/h versions.

5. Merger-tree properties

Our main interest is to investigate the impact of the ionizing source models on the reionization history. Typically, we see what quantities are retained from one model to the next and how these models create differences in the observed history.

5.1. Evolution of the number density of HII regions

Figure 8 shows the evolution of the number density of ionized regions as a function of redshift for the three models of ionizing sources and for both box sizes. We also distinguish the number of each type of HII regions: new regions, those resulting from mergers, those expanding without merging, and those recombining. We note that the distributions present the same general shape regardless of the source model. They all show their maximum number of regions at broadly the same redshift, z_{peak} , for both spatial resolution at $z \sim 8$ and $z \sim 9$ for 200 Mpc/h and 50 Mpc/h, respectively. Before z_{peak} , HII regions appear and expand, populating the box with more and more regions. We can refer to this period as the “pre-overlap” period where the reionization is dominated by the expansion and the birth of new HII regions. Conversely, after z_{peak} , HII regions begin to merge intensively and decrease in number during an “overlap period”, that continues until the reionization is completed. Even though the shape of the distributions is similar, the absolute number of HII regions is much greater in the halo model than in the two stellar ones and with a greater discrepancy in the 50 Mpc/h box. This absolute number remains within the same order of magnitude between the star and the boosted star model for both boxes. This difference is not surprising and typically reflects the difference in the relative number of ionizing sources produced from one model to the next. Indeed, the number of dark matter halos

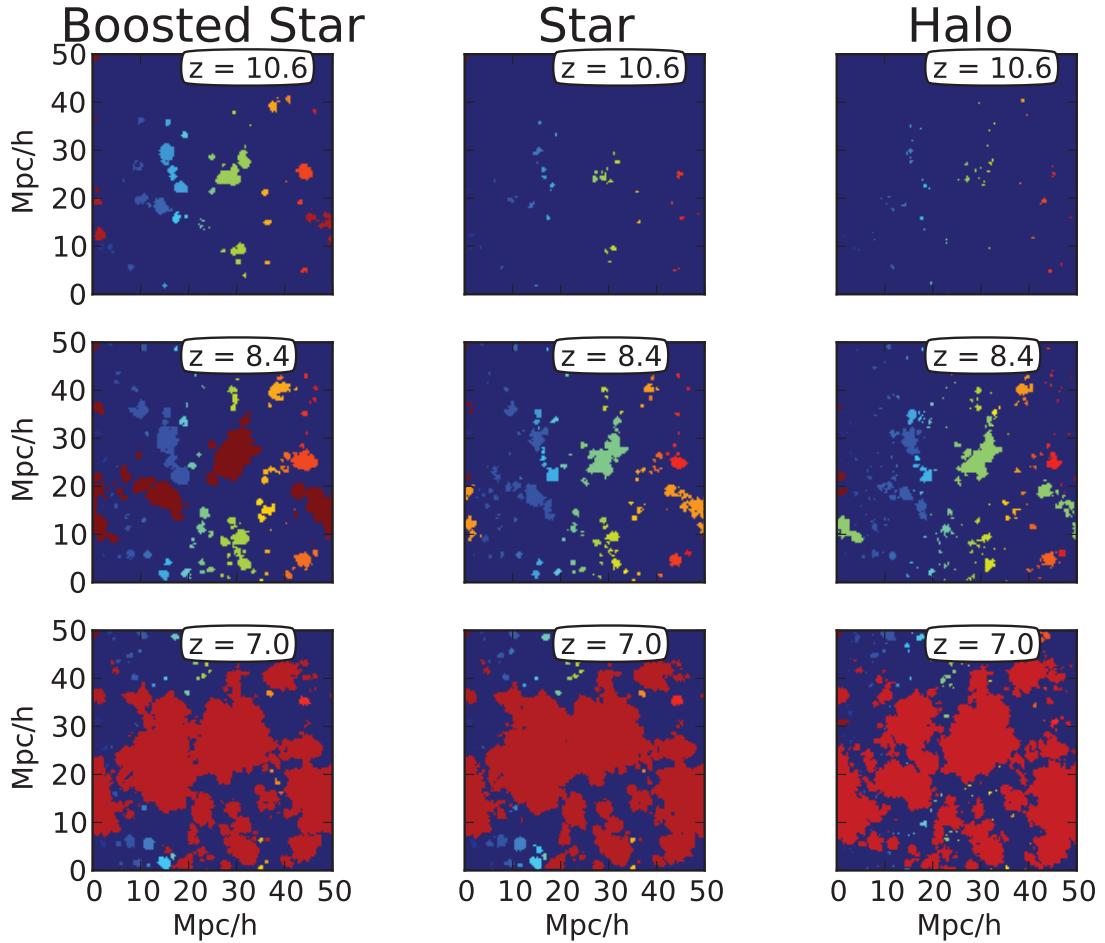


Fig. 7. Ionization map for the three ionizing sources models for three distinct redshifts for the $50 \text{ Mpc}/h$ size box. The colors encode the different identification number allocated to the HII regions by the FOF algorithm.

assumed as ionizing sources in the semi-analytical model is greater than the number of autoconsistent ionizing sources generated in both star models: at $z = 8.5$ there are about four (resp. eight) times more halos than stellar particles in the $200 \text{ Mpc}/h$ (resp. $50 \text{ Mpc}/h$), and it corresponds to the factor measured in terms of detected HII regions. Finally, when splitting these distributions into different types of ionized regions (new, expanding, merging, and recombining), they follow the overall pattern of increase and decline after z_{peak} with differences explained in the next Sect. 5.2. We only mention the case of new regions that also follow the same pattern, even though at face value mergers only affect pre-existing ionized patches. It should be recalled that, as reionization progresses, the amount of neutral volume decreases, limiting the possibility of having new sources in a neutral area. As a result, new regions are also affected by the overlapping process, albeit indirectly.

5.2. Number and volume fraction of the different types of HII regions

To emphasize differences in the histories of the various kind of regions, Fig. 9 shows the evolution of their relative proportion (rather than their number density) in terms of number and Fig. 10 presents the volume fraction of the whole simulated boxes occupied by each type of HII region.

5.2.1. Recombining regions

The most striking feature of SB models (and to a lesser extent S models) is the presence of recombining HII regions, tracked as connectionless branches in the merger tree. Recombination can be driven by one of two main factors: high-density features or evolving sources. The evolution of the density is common to all experiments and the lack of such regions in H models indicates that it is unlikely to be the main origin of these peculiar regions. Nevertheless, a hint of this “density” effect can be seen in the larger number of such regions in the S50 model compared to S200 or in their marginal presence in H50: higher resolution leads to higher contrasts, hence higher recombination rates. On the other hand, stellar sources are more prone to variation than halo sources. First, they exhibit some level of stochasticity, so that sources that turn off may not be replaced through an efficient renewal process in order to sustain some regions, whereas “halo” sources have a continuous emission. It explains the lack of such regions in H models and their detection in S and SB models. Second, SB models have sources with decreasing individual emissivity, leading to a typical scenario where strong early sources produce large regions that see their inner ionizing engine becoming progressively weaker or stars being replaced by weaker ones, eventually leading to recombinations. Combined with stochasticity, this effect can lead to regions that are being dissolved, potentially at several places within one

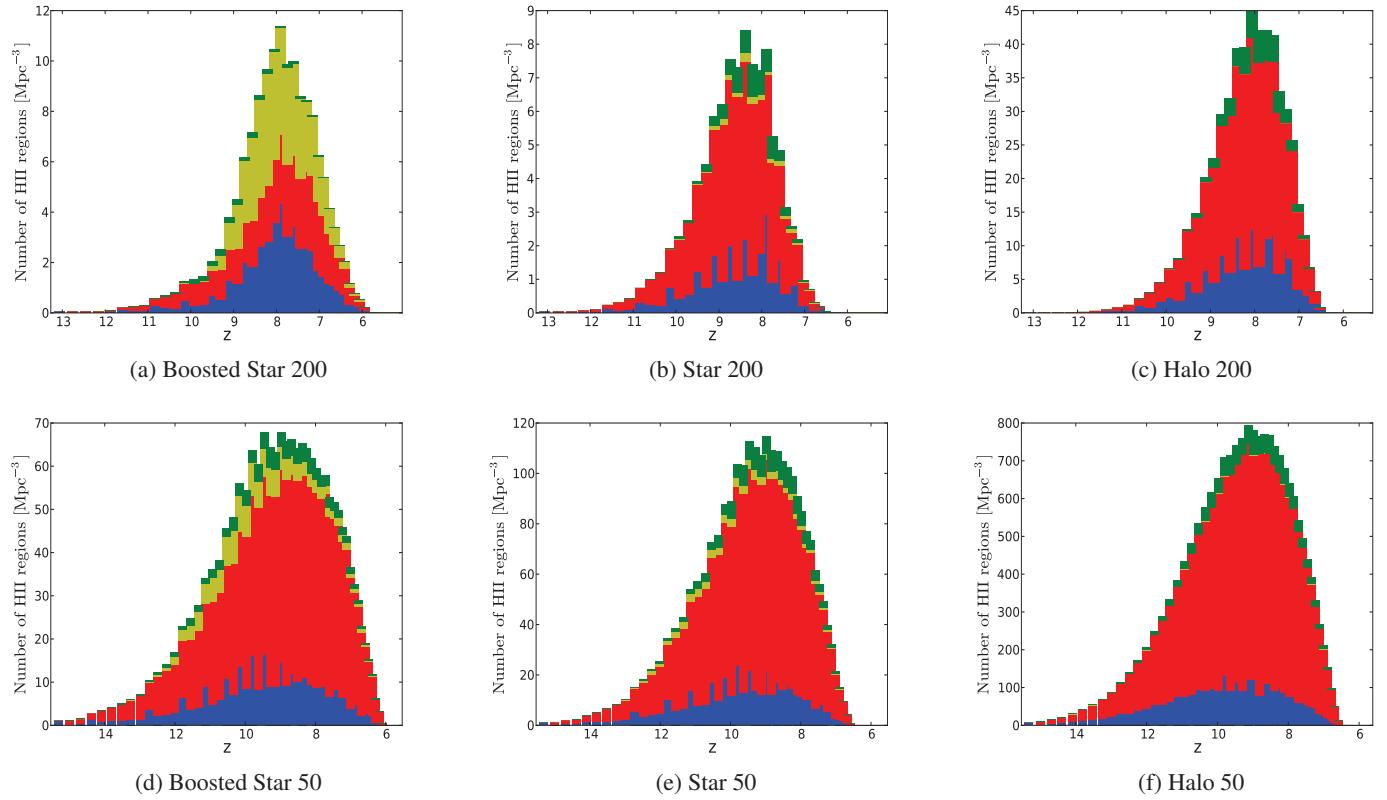


Fig. 8. Evolution of the number density of each kind of HII region as a function of redshift for the three models of ionizing sources and for both boxes of 200 and 50 Mpc/h. Panels a)–c) respectively represent the distribution for the Boosted Star, the Star, and the Halo models for the 200 Mpc/h box, while the panels d)–f) are for the same models but for the 50 Mpc/h box. The colors stand for the new HII regions (blue), the expanding regions (red), the regions that will recombine (yellow), and the regions resulting from mergers (green).

region. Increasing the resolution tends to diminish the contribution of this type of regions in SB50 models: the differential boost applied to source is weaker than in SB200, hence decreasing the effect of inner exhausted engine and the stellar renewal is more efficient, leading to a production of ionized regions closer to a stationary regime. Looking at Fig. 10, it is interesting to note that in all the cases where they are detected, recombining regions stand for a small fraction of the total ionized volume: between $\sim 10^{-7}$ for the H50 model and $\sim 10^{-5}$ of the total volume of the box for the SB200 model. Therefore, even if recombining regions are good indicators of the behavior of the source models, it can be seen that they only correspond to an almost negligible fraction in terms of volume and can to some extent be considered as marginal.

5.2.2. Regions in expansion

Expanding regions are detected as having only one “parent” and expand without additional event. In absolute numbers (see Fig. 8), their number peaks at z_{peak} , and their proportion is always dominant until the very end of the reionization. Incidentally, it shows that the temporal sampling is high enough to generally track the initial expansion of individual regions. Also, that such regions are still detected in the later stages suggests that even in the later stages of the percolation, not all the regions are involved in a general merging process: some regions still have room to experience stages of quiet growth before eventually becoming part of the global ionized background. In terms of volume (see Fig. 10), expanding regions are the main

contributors to the total ionized volume in every model until typically z_{peak} . This is not surprising since the expanding regions are naturally much larger than the new regions and are always dominant in number (see Fig. 8). Once the overlap starts to be efficient, merged HII regions supersede the expanding ones in volume, as expected.

5.2.3. New regions

New regions (without parents in the tree) track the formation of new sites of emission, i.e. star or halos forming in distant enough areas of pre-existing ionized volumes. Of course, any source that appears within an ionized region because of clustering will not contribute to this population. Their proportion (and their absolute number) present regular spikes. The tree is constructed using a time sampling that is different than the sampling used to include sources in the radiative transfer calculation. The tree sampling frequency is low enough that at least a new generation of source has been included between two snapshots and new regions are thus detected. But this frequency is also low enough that two generations of new sources were, regularly, included in the RT calculation between two snapshots, creating bursts of new regions. The presence of these spikes does not affect our analysis and conclusions.

All experiments usually show an initial gradual decrease in the proportion of new regions. In the 50 Mpc/h experiments, this decline stays until the end of the reionization. It is related to a pile-up effect of pre-existing HII regions: until z_{peak} their numbers increase at a higher rate than for new regions. For instance,

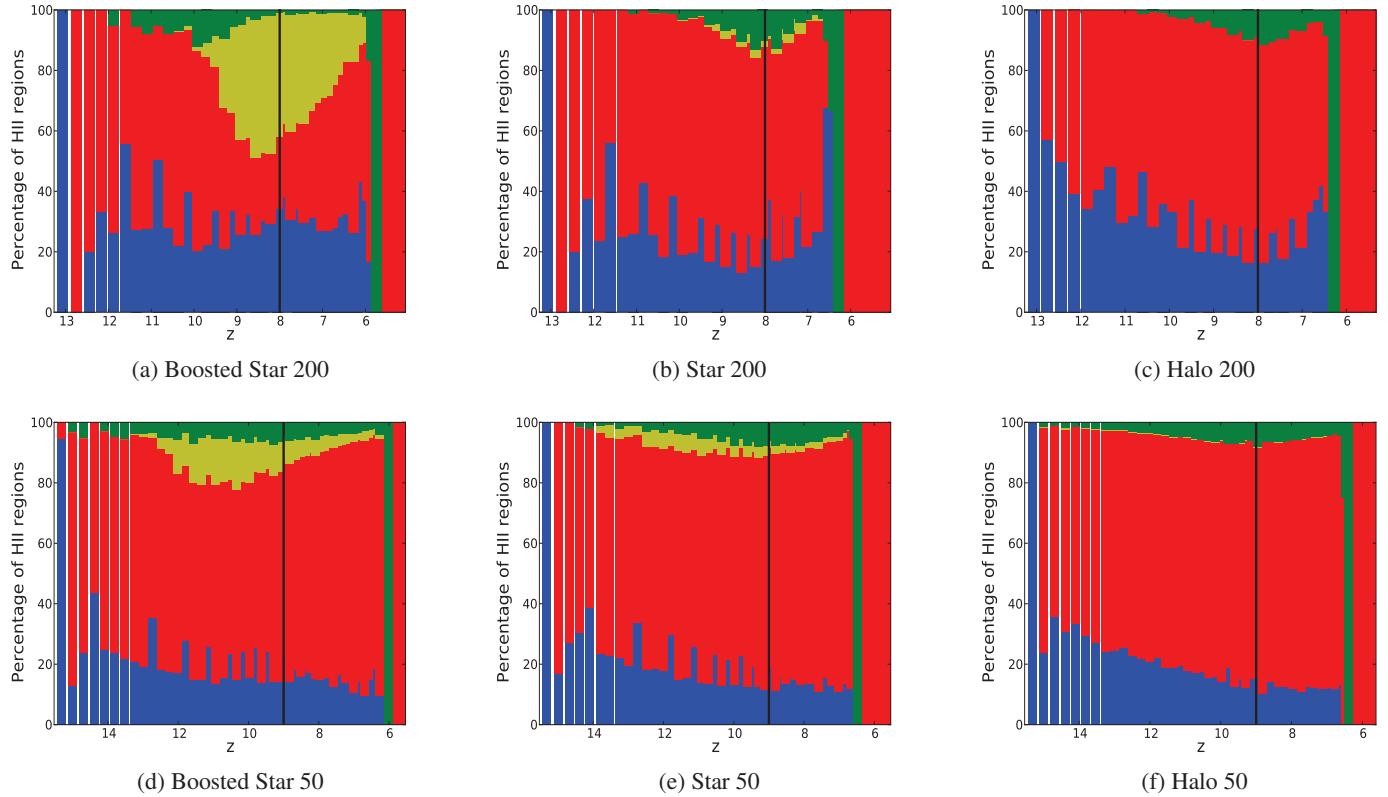


Fig. 9. Evolution of the proportion of each kind of HII regions as a function of redshift for the three models of ionizing sources and for both boxes of 200 and 50 Mpc/h. Panels a)–c) respectively represents the distribution for the Boosted Star, the Star, and the Halo model for the 200 Mpc/h box, while the panels d)–f) are for the same models but for the 50 Mpc/h box. The colors stand for the new HII regions (blue), the expanding regions (red), the regions that will recombine (yellow), and the regions resulting from mergers (green). The black vertical line shows the peak of the absolute number of HII regions: z_{peak} .

regions keep growing without efficient merging over several generations of new HII regions: it increases the number of pre-existing regions and mechanically decreases the proportion of the new ones at any given moment. After z_{peak} , the proportion of new regions increases in 200 Mpc/h experiments and arguably remains constant in 50 Mpc/h ones.

By construction, the overall number of ionized sites decreases in this “post-overlap” period, indicating that among these sites, new regions suffer to a lesser extent of the percolation process. While the destruction rate of pre-existing HII regions is important, new stars or halos thus manage to appear in neutral areas, sustaining (in the 50 Mpc/h box) or even increasing (in the 200 Mpc/h box) the relative contribution of the new regions.

This increase in the contribution of new regions seen in S200 and H200 indicates that the destruction of pre-existing regions is more sudden than at higher resolution: it was suggested in Fig. 8 where the post z_{peak} evolution is smoother at high resolution or in Fig. 4 where the average ionized fraction exhibits a sharper evolution at reionization. Regarding this sharper evolution, we emphasize that a more accurate tuning of the source emissivity could have increased the matching of the reionization history of the H and S models and may be the origin of this difference between high and low resolution. It may also be the result of different behavior in the propagation of fronts at low resolution (with faster fronts and weaker shielding), leading to a more radical percolation in the 200 Mpc/h simulations than in the 50 Mpc/h boxes. Finally, we mention that the presence of a strong recombining component in the SB200 model

leads to a totally different evolution of the new regions’ contributions that remain broadly constant at all redshifts with a weak dip at $z \sim 10$. Without these recombining regions, a rising relative weight of new regions would also be exhibited, albeit starting much earlier than z_{peak} .

Regarding their volume fraction (see Fig. 10), these newly detected regions only represent a maximum of $\sim 10^{-4}$ – 10^{-3} of the total volume even if there is a sizable number of this kind of region detected. This is understandable because of their very nature: new regions are by definition expected to be small, since they have just appeared, and their number cannot compensate for this. Interestingly, the total volume occupied by the new regions remains broadly constant until overlap, indicating that, even though sources increase in number with time (and thus the potential number of new regions), it competes with the gradual decrease in available neutral volume. These two effects “conspire” to keep constant the volume imprint of the new patches on the network of HII regions.

5.2.4. Regions resulting from mergers

These regions have more than one parent and therefore result from the merger of several regions. They track the coalescence of pre-existing regions into larger ones and eventually track the final overlap into a single large HII region at the end of reionization. This last stage can be seen in all models where a late snapshot exists where 100% of the detected region results from mergers, an indication of the ultimate merger. The S and

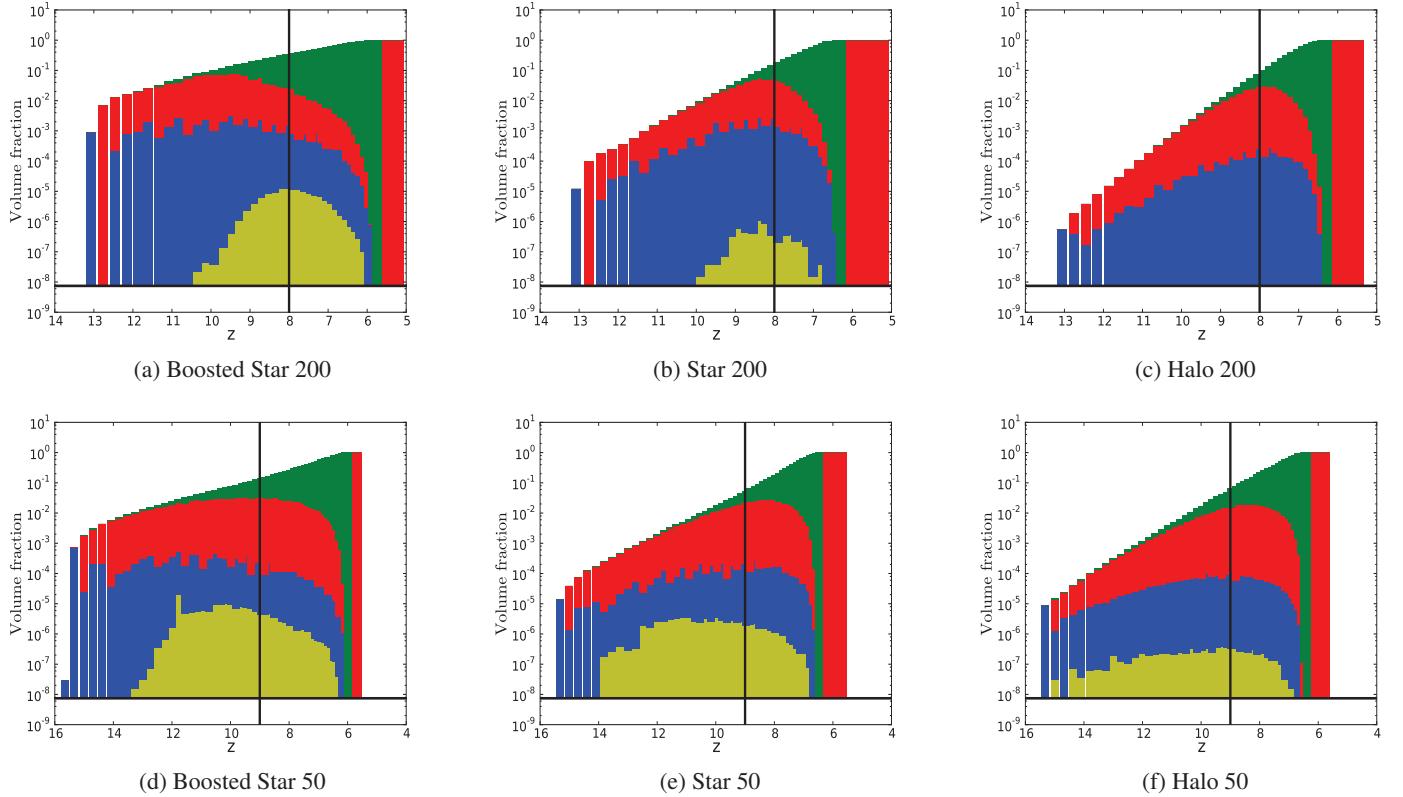


Fig. 10. Evolution of the volume fraction of each kind of HII regions as a function of redshift for the three models of ionizing sources and for both boxes of 200 and 50 Mpc/h. Panels a)–c) respectively represents the distribution for the Boosted Star, the Star, and the Halo model for the 200 Mpc/h box, while the panels d)–f) are for the same models but for the 50 Mpc/h box. The colors stand for the new HII regions (blue), the expanding regions (red), the regions that will recombine (yellow), and the regions resulting from mergers (green). The black vertical line shows the peak of the absolute number of HII regions: z_{peak} and the black horizontal line shows the volume fraction of one cell of the grid.

H models present similar evolutions for the merger populations. Their proportion is coincidentally maximum at z_{peak} : as the number of ionized patches gets larger, a greater fraction of them are involved in mergers, indicating a crowding or clustering effect where a smaller volume is available for expansion as the number of HII regions increase. Later on, for $z < z_{\text{peak}}$, the proportion of mergers decreases, indicating that only a subset of the ionized regions actually do merge, potentially only one that would phagocytose the others, reducing the overall number of individual regions until the end. The peak of mergers fraction could therefore be seen as the rise of one or several dominant regions, and this rise appears when the number of individual region is at a maximum.

Comparing the two resolutions, it can be noted that mergers are concentrated over a narrower range of redshifts at low resolution, whereas merger can be detected at a significant level during the whole experiment in the S50, H50 and SB50 models. First, it can be the consequence of the slightly more extended history of reionization in 50 Mpc/h simulations, already mentioned regarding the $\langle x(z) \rangle$ trends (see Fig. 4). Second, sources and individual regions are more numerous at any time and in a smaller volume, favoring a more generalized contribution of mergers over a wide range of redshifts.

Finally, it should be noted that the SB200 model presents an early peak in the fraction of merger, at $z \sim 10$ instead of $z \sim 8$ for all the other experiments, with an almost zero contribution later on, even though the absolute number of regions manages to decrease at some point. It suggests that the onset of the percolation

started earlier, owing to early, large HII regions induced by the large initial boost of this model, and this created a single region that monopolizes the merger process. Interestingly, in this case z_{peak} occurs later, indicating that, while this main region grows, a significant amount of neutral volume remains to host the apparition of new regions.

Finally, Fig. 10 clearly indicates that these merger regions dominate the ionized volume at $z \leq z_{\text{peak}}$. This was not obvious given that their number density is always the lowest contribution (cf. Fig. 8). It is indicative that few of these regions produce a network that dominates the ionized volume and/or that such regions are individually very large, as one would expect from their being the result of several mergers. This point is assessed in greater detail in the next sections.

5.3. Sizes of HII regions

5.3.1. Sizes distribution with redshift

Figure 11 shows the evolution in the distribution of the HII regions radii at each instant as a function of redshift for the 200 and 50 Mpc/h boxes. Like Friedrich et al. (2011), we computed the volume of the HII region and then derived the effective radius corresponding to a sphere of equal volume through the following expression $R = [3/(4\pi)V]^{1/3}$. We also represent the radius evolution of the last HII region which remains at the end of the simulation. With the help of the merger tree we follow this region back in time and calculate the radius of its main progenitor

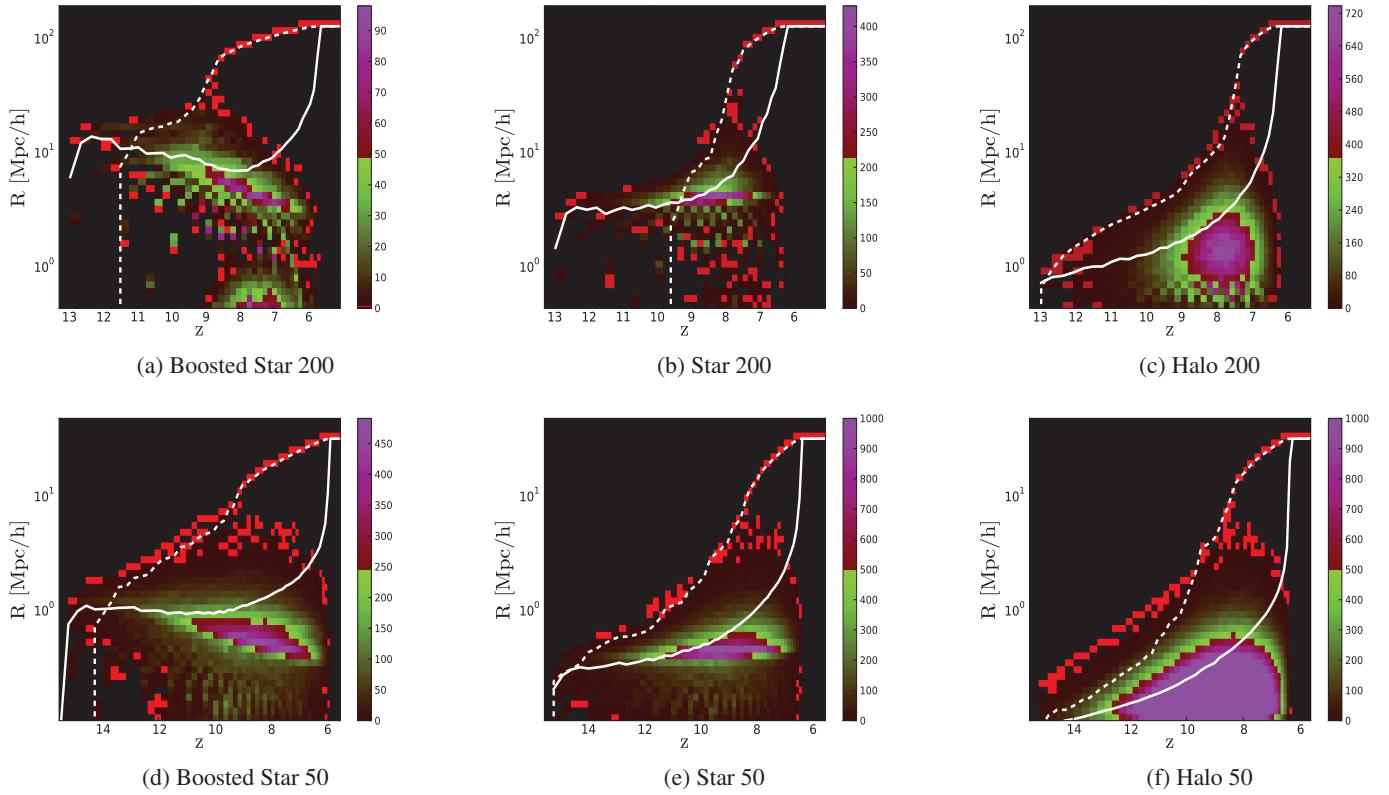


Fig. 11. Evolution of the HII regions radius distribution as a function of redshift for the three models of ionizing sources formation and for both boxes of 200 and 50 Mpc/h . Panels **a)–c)** respectively represents the distribution for the Boosted Star, the Star and the Halo model for the $200\ Mpc/h$ box, while the panels **d)–f)** are for the same models but for the $50\ Mpc/h$ box. The brightest red cells represent the location in the distribution populated by a *single* HII region, other red tones up to the brightest green cells span distribution densities from a couple of HII regions up to a value corresponding to half the maximum value of the distribution. Finally, the purple tones (from the darkest to the brightest) denote the maximum values. The evolution of the average radius and the evolution of the radius of the main region are shown by the solid and dashed white lines, respectively.

at each instant. In addition we also show the evolution of the average radius of HII regions as a function of redshift.

Typically, each distribution seems to trace the underlying ionizing source prescriptions related to the model considered. The S models have a constant star emissivity with redshift. This is reflected in the radii distributions where ionized regions are concentrated with a constant radius about $r \sim 4\ Mpc/h$ over the whole range of redshift in the $200\ Mpc/h$ box. We find a gap at about $r \sim 2\ Mpc/h$ in the size distribution where there are only a few regions with radii under this constant radius. This would indicate that the time sampling used here cannot entirely capture the fast tracks followed by the HII regions in the radius-redshift space with strong inner sources. This effect is attenuated for the $50\ Mpc/h$ box (that contains typically weaker sources and HII regions with lower growth rates) where we observe a more continuous distribution even if a typical cutoff radius of $r \sim 0.4\ Mpc/h$ remains, with smaller occupation numbers at low values.

On the other hand, the halo model implies that each of them has an emissivity proportional to its mass. As these masses cover a wide range, we find a wide range of radii for the resulting HII regions in the distribution of the $200\ Mpc/h$ box. The regions are concentrated in larger intervals of radii than in the other models that typically trace the underlying mass range of halos. The shape of the distribution is almost the same when we consider the $50\ Mpc/h$ experiment, with smaller regions since smaller halos are available at higher resolution.

Finally, the SB models have a boost for the star emissivity that decreases with redshift. Indeed the distributions show, at early times, large HII regions detected without small counterparts. This gap would be the result of the very powerful boost for ionizing sources at high redshift combined with the time sampling of the simulation, which allows only regions to be detected when they have a large radii early in the reionization. Then we can observe a decreasing gradient for the typical radius of the regions as the boost for the emissivity decreases with time. Surprisingly we find a bimodal distribution from a redshift of $z \sim 9$ until the reionization at $z \sim 6$. Some HII regions are concentrated with radii below or under $\sim 1\ Mpc/h$ with a gap in the distribution for this value. To a lesser extent, the same effect could be seen in the S200 model. Those regions with radii under $\sim 1\ Mpc/h$ could be the recombining regions that we have found in Fig. 9. This could also be combined with the fact that around these redshifts the boost emissivity falls below a given value. Then, the time sampling of the simulation would become fine enough to detect some new or expanding regions with these radii. We further investigate this in the Sect. 5.3.2. For the SB50 model, this bimodal distribution disappears: a weaker boost amplitude and variation combined to a more stationary production of stars promotes better tracking of regions' sizes as they grow and reduce the contribution of recombination, as seen earlier.

Considering the S and H models again for both box sizes, it is interesting to note that the S model produces a truncated

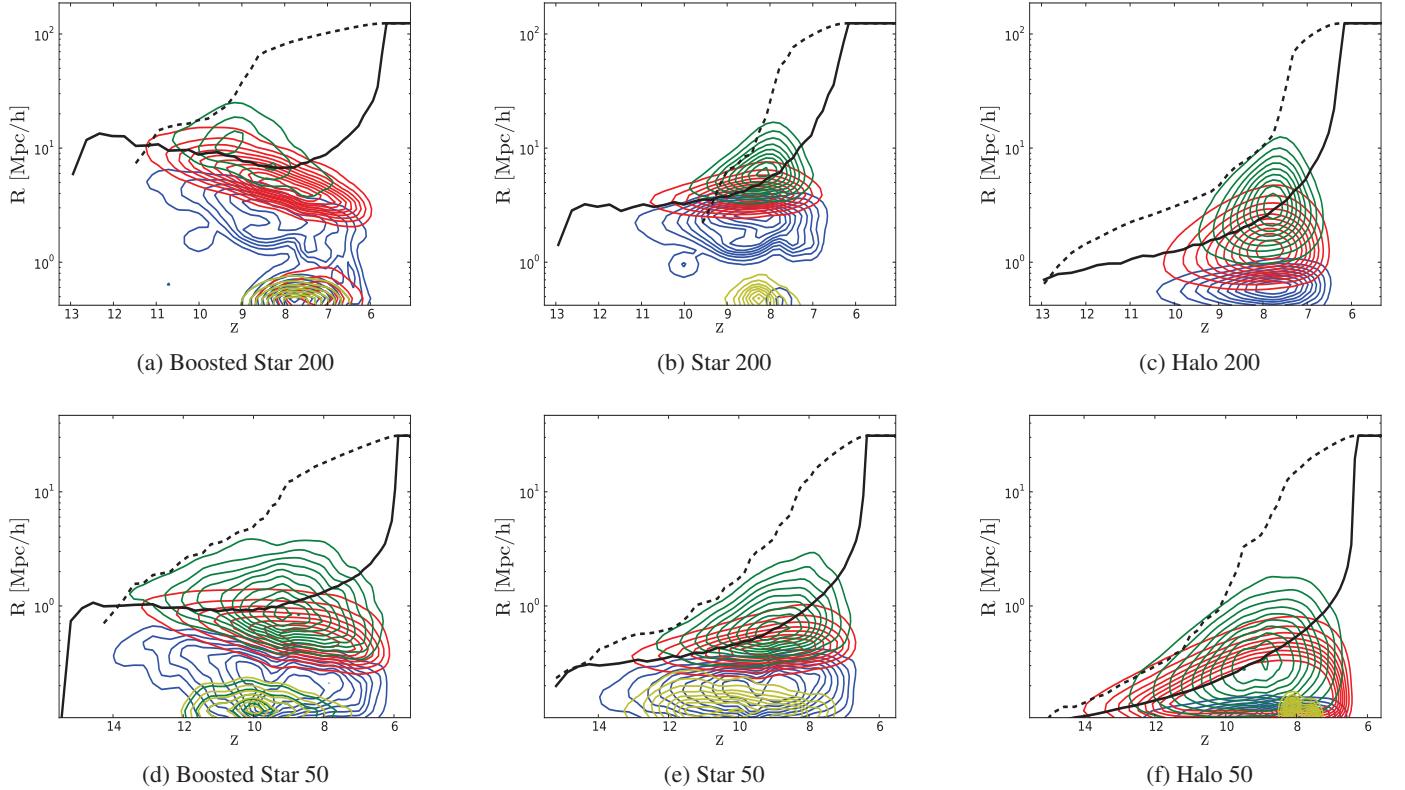


Fig. 12. Evolution of the radius distribution of each kind of HII regions as a function of redshift for the three models of ionizing source formation and for both boxes of 200 and 50 Mpc/h. Panels a)–c) respectively represents the distribution for the Boosted Star, the Star, and the Halo model for the 200 Mpc/h box, while the panels d)–f) are for the same models but for the 50 Mpc/h box. The colors stand for the new HII regions (blue), the expanding regions (red), the regions that will recombine (yellow), and the regions resulting from mergers (green). In addition the solid and dashed black lines represent the radius evolution of the main region and the evolution of the average radius for the HII regions, respectively.

version of the H one. Above the cutoff radius (0.4 Mpc/h (resp. 4 Mpc/h) in the S50 (resp. S200)), the S and H distributions are quite similar. At smaller radii, S has fewer objects than H. It is indicative that there is a scale above which the clustering of halos combined to their own mass-proportional emissivities produce a similar radii distribution to the one provided by the clustering of stellar sources and their own constant emissivity. On smaller scales, the stellar sources are too scarce to reproduce the regions created by halos, resulting in overpowered individual sources with large radii. On larger scales the two approach produce equivalent size distributions and with an appropriate calibration, hydrodynamically created sources can match the halo result. It should be noted that this typical scale appears at lower values in S50 models because sources are more numerous and less prone to stochasticity, and therefore they converge toward the halo model behavior on smaller volumes.

Finally, all the experiments present a single main HII region that dominates in size. It appears at $z \sim 8$ in the S200 and H200 models and much earlier ($z \sim 9$) in the SB200. As suggested by the previous study of merger populations, this is likely the consequence of the boost that creates early large regions that merge at high z to give the dominant one. Interestingly, the dominant region of the late reionization is not dominant in size at every redshift. This is indeed the case for the H200 model and to some extent for the S50 model too, but in all the other case this region started as a non special one inside the population, at least from the radius point of view. Furthermore, the first progenitor of the dominant region is among the very first ionized regions of the H200 and H50 models, but it appears later in

the S and SB experiments. It is noteworthy that, even though we argued that S and H model produce similar populations (for larger regions than the cutoff radius), it seems that differences can persist for individual cases, especially for the buildup of the dominant region. As we see in the next sections, the channel through which this specific region grows (through expansion rather than merger) also differs as hinted at by the difference between the smooth evolution of the dominant region of H models and the sharp, kinked, and late rise of its equivalent in, e.g., the S200 model.

5.3.2. Radius distribution of the different kind of HII regions

Figure 12 presents the size distribution for each kind of HII regions as a function of redshift for all three models and for both 200 and 50 Mpc/h boxes. Here we show the same distribution as seen in Fig. 11 but by plotting the contours related to each type of HII region that we can discern. Once again we show the evolution of the average radius of the region and the evolution of the radius of the last HII region as in Fig. 11.

Initially, we observe that each kind of HII region occupies a dedicated range of radii in the whole distribution for all models and for both 200 and 50 Mpc/h box sizes. As expected, new regions occupy the narrow range of radii, while the regions resulting from mergers are those that populate the top of the distribution. The expanding HII regions are in the middle with radii larger than the new ones and smaller than those that will merge. We can also see in each model that the peak of the distribution

of Fig. 11 corresponds to a radius range that is simultaneously covered by the three kinds of HII regions. Alternatively, we could have imagined a clear separation between the different range of radii covered by the different kinds of HII regions instead of the observed overlap of the different distributions. This tells us first that the time sampling here allows us to detect HII regions with same radii but belonging to different kinds of HII regions with different paths in the radius-redshift space. It also indicates that the peak of the radii distribution must be understood as the most likely radii of detection, with a mix of HII regions at different stages in their evolution (newborn, growing, or merging).

Interestingly, for each kind of region, we find the properties of the underlying ionizing source models in the evolution of the radius distribution with redshift. In other words, the $R(z)$ distribution for the size evolution of each kind of regions as function of redshift is dictated by the $R(z)$ distribution of the new regions and is propagated to the other kinds of regions. We thus can see a similar R - z relationship for the expanding region and those resulting from merger with a simple translation. In the star models S50 and S200, the new regions appear with a relatively constant range of radii during the whole reionization; again, it reflects the typical constant emissivity of the stars appearing during the whole simulation, combined with the time sampling used here. The expanding regions and those resulting from mergers also show this constant radius range but translated to greater radius ranges. The S50 allows to track smaller new regions thanks to its higher resolution in terms of sources with smaller individual emissivity: as a consequence, all subsequent types show smaller typical radii than in the S200 model.

The H200 model presents new regions that appear with more distributed sizes than in the S50/S200 models and that typically result from the mass range of the dark matter halos that are assumed as ionizing sources. Then the expanding regions cover a much greater radius range than in the two other models, and we find the same trend for the regions resulting from mergers. The last point indicates that the merger process is not dominated by a few large regions as in the two other models but that is also involves sets of small HII regions. In the H50 model the mixing is more pronounced, and the ranges of radii covered by each kind of regions overlap. Highly clustered regions are more represented at high resolution where dense sets of small halos with small regions can also merge. In H200, mergers occur at later stages in radii evolution, in a more homogeneous distribution of halos at low resolution.

Finally, SB200 shows that new regions appear with decreasing radii as reionization progresses and as the boost for the star emissivity decreases. The expanding regions and those resulting from merger show the same R - z decreasing trend, triggered by the new regions population properties. It should be noted that at some point ($z < 9$), new regions can be detected at small radii: the declining boost leads to individual regions that appear with smaller size and lower growth rate, increasing the likelihood of spotting them at small radii. A weaker R - z slope is found in the SB50, as a consequence of a smaller boost correction at higher resolution. As expected, new regions with small radii are found earlier (for $z < 12$) and usually share a greater number of broad features (like the range of radii for each type) with the S50 model.

We finally focus on the HII regions that recombine in the size distributions of each model. As expected in Sect. 5.3.1, we find that regions that will recombine are those with radii below the radius of ~ 1 Mpc/ h in both SB and S models and at both resolutions. As already mentioned, the recombination is driven

either by density or by a modification of the sources. In the case of SB models, it is fairly obvious that strong early sources create large HII regions that may be unsustainable by later generations of sources, which are individually weakened by construction of the boost. Furthermore, the boost guarantees a general convergence, but locally a strong early source can be replaced by too few weaker, later sources, especially if the source renewal is subject to stochasticity. Once sources become too dim, it leads to the fragmentation of regions and recombinations on small scales. S models also present some degree of recombination, even though they do not contain declining sources. These recombinations can be explained by local dense patches, and this could be supported by such regions only appearing at later times ($z < 9$) in the S200 model, when local clustering is high enough. Furthermore, in both S50 and SB50 models, these regions can be found over extended periods compared to their 200 Mpc/ h equivalent, related to the higher likelihood that dense patches that trigger recombination are found at high resolution.

5.4. Mergers of HII regions

5.4.1. General evolution of the merger process of HII regions

Figure 13 is restricted to regions that have more than one parent, i.e. that result from mergers. It presents the redshift evolution of the distribution of the number of parents. It can be seen as a measure of the patchiness or granularity of the overlapping process and is also a first indication of the inner complexity of the regions: an ionized volume that results from tens of progenitors is shaped (like e.g. the front propagation, its growth rate, or the inner distribution of UV flux) by the different properties of at least tens of sources, whereas an HII region coming from a binary merger is likely to be, maybe naively, more straightforward to relate to its inner sources. In addition, we show the evolution of the average number of parents and the evolution of the number of parents for the last remaining region at the end of the simulation. Again, with the help of the merger tree we follow this region back in time and evaluate its number of parents at each instant. The color code in the distributions is identical to the one used in the Fig. 11.

First, in most of the models the mergers between regions operates in a binary-tertiary manner as seen with the peak at ~ 2 – 3 in the distributions. It is essentially an indication that the temporal sampling of the tree is fine enough to track individual mergers, whereas a coarser grained sampling would have typically presented a higher value. One exception is the H50 model, where such mergers are clearly missing from $z \sim 10$ to $z \sim 7$. In this case, the abundance of clustered individual regions at high density is much greater than in other models and leads to multiple mergers during a single time step for a given region.

Second, in each model we find the emergence of a single region, which is the result of more mergers than the other regions. In the S200 and H200 models, this region appears at $z \sim 8$ and earlier in the SB200 one, at $z \sim 9$. The same discrepancy can be found at higher resolution with a formation at $z \sim 9$ for the S50 and H50 models and $z \sim 10$ in the SB50. Interestingly, these merger-dominant regions appear at the same moment as the radius-dominant region discussed in the previous section. In Fig. 13, the evolution of the number of parents of the radius-dominant region unsurprisingly matches the path of the merger-dominant one. Thus, a moment exists when an HII region begins to monopolize the merger process in the box. Then the region grows faster by successive mergers and will quickly dominate other regions in size. From this instant (called z_{BKG}),

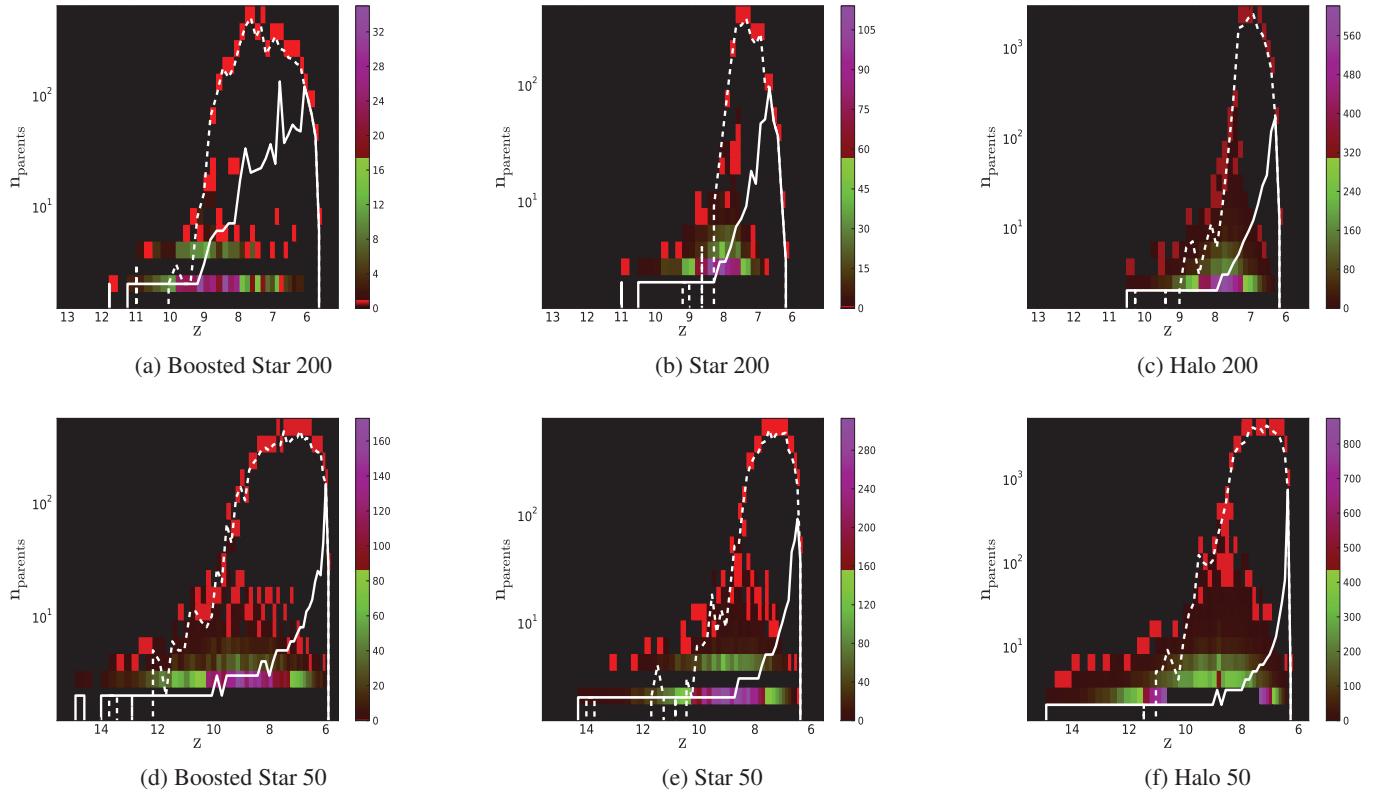


Fig. 13. Distribution of the number of parents for the HII regions resulting from merger as a function of redshift for the three kinds of ionizing sources and for both box sizes of 200 and 50 Mpc/h. Panels a)–c) respectively represent the distribution for the Boosted Star, the Star, and the Halo model for the 200 Mpc/h box, while the panels d)–f) are for the same models but for the 50 Mpc/h box. The brightest red cells represent the location in the distribution populated by a *single* HII region; other red tones up to the brightest green cells span distribution densities from a couple HII regions up to a value corresponding to half the maximum value of the distribution. The purple tones (from the darkest to the brightest) denote the maximum values, and the evolution of the average number of parents and the evolution of the number of parents of the main region are represented with the solid and dashed white lines, respectively.

the probability that a location is part of the general UV *background*, instead of being irradiated by a local source, increases and can be considered as the onset of the overlapping process. This is typically the moment when, on average, the “local” information about the reionization process starts to be lost to the benefit of a single reionization history.

Size is an important factor for regions to get high numbers of progenitors, since a larger volume naturally promotes encounters with distant ionized patches. However, it can be noted that the radius-dominant region is only one among the merger-dominant regions. Clearly the distribution shows regions with more progenitors, and this is especially the case for H200 and H50 models: the high density of sources and their clustering can induce a high merger rate in smaller volumes. More generally, high-resolution experiments present a greater merger rate thanks to a higher number of sources and higher local clustering. Also H models can achieve a number of progenitors that are tenfold greater than the S and SB equivalent as another consequence of large number of halos. The two stellar models also differ in the number of regions with a large number of progenitors: close to z_{BKG} , S models present clear detection of regions with a number of progenitors close to those found for the radius-dominant one (10–50 progenitors), whereas in SB models such regions are seldom found. It indicates that the early buildup of a dominant region in the SB model tends to prevent the formation of separate regions that aggregate several sources on their side, probably because they were incorporated early in this dominant volume. At

higher resolution the discrepancy is weaker, but in the S50 models, the dominant region shares the property of having a large (>10) number of progenitors with other regions.

5.4.2. Growth of the main HII region

In this section we aim at understanding how the dominant region leads to a loss of information about the expansion process of other regions. By looking at the evolution of the properties of the regions that merge with the dominant one, we evaluate how each model is resistant to the emergence of this main HII region.

Figure 14 presents the evolution of the radius distribution for HII regions that merge with the radius-dominant one for all models and both 200 and 50 Mpc/h boxes. The color coding of the distributions is identical to the one used in Figs. 11 and 13.

Immediately we see that, from a certain redshift, every model presents a radius distribution that is representative of the whole distribution of all HII regions, as discussed previously and shown in Fig. 11. In other words, from a certain moment onwards, the major part of the present HII regions are regions that will merge with the main region in the next snapshot. Thus this moment can be seen as the time when the main region imposes its domination. Then the later this moment appears, the longer the individual expansion process of ionized region can be tracked. In all models and at both resolutions, this moment is broadly coincident with z_{BKG} : from this redshift any region (in terms of size) can be incorporated into the background.

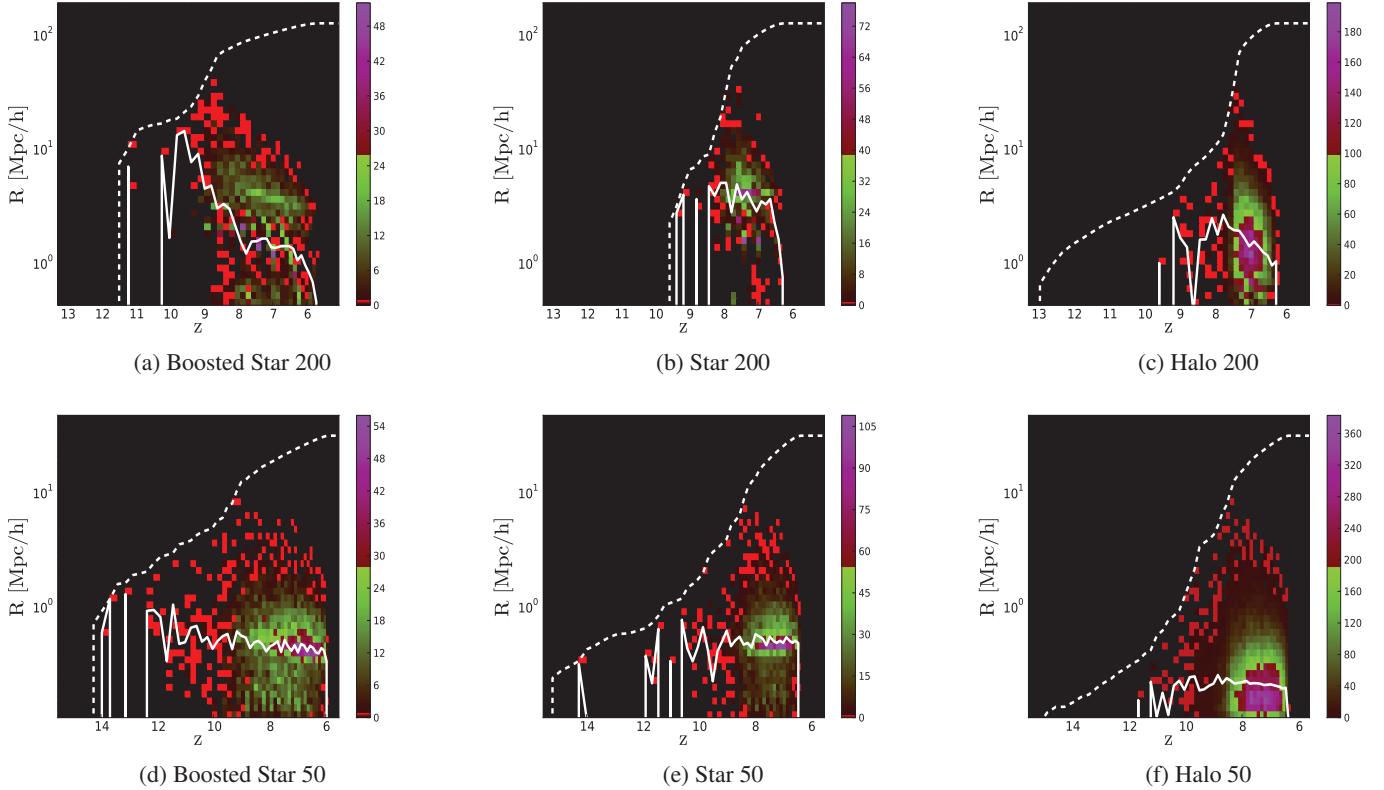


Fig. 14. Distribution of the HII regions sizes for the regions that merge with the dominant region as a function of redshift for the three kinds of ionizing sources and for both box sizes of 200 and 50 Mpc/h. Panels **a)–c)** respectively represent the distribution for the Boosted Star, the Star, and the Halo model for the 200 Mpc/h box, while the panels **d)–f)** are for the same models but for the 50 Mpc/h box. The brightest red cells represent the location in the distribution populated by a *single* HII region; other red tones up to the brightest green cells span distribution densities from a couple HII regions up to a value corresponding to half the maximum value of the distribution. The purple tones (from the darkest to the brightest) denote the maximum values. The evolution of the average radius for the regions that merge with the dominant region and the evolution of the radius of the main region are represented with the solid and dashed white lines, respectively.

It is also noteworthy to see how this main region is built before it begins to impose its domination. For instance, the earliest stage of the buildup in both H50 and H200 models, does not include any merger and the growth is purely driven by the inner source until $z = 9.5$ (resp. 11.8) for the H200 (resp. H50) model. The equivalent region in the S200 model is detected later, with a large radius (~ 3 Mpc/h instead of 0.5 Mpc/h for H200) and immediately incorporates other regions with similar sizes. At higher resolution, the radius-dominant region of S50 is always larger than its H50 counterpart and also incorporates other relatively similar region quite early (at $z \sim 14$ for instance). Clearly the stronger emissivity of individual stellar sources produces larger progenitors for the S models than for the halo-based ones, promoting a merger-driven growth sooner. Meanwhile, the SB models exhibits the expected and quite different evolutions for the dominant region: the large emissivity correction at early times creates a large dominant region at the earliest stages, and it quickly incorporates other regions also expanded by the boost, hence belonging to the same class of large radius. In particular, SB50 present a whole succession of large regions, close to the white evolution track of the dominant one. For the latter, it implies that its radius is always larger than found in the S50 and H50 models and is driven by mergers much sooner. Previously, we found that high resolution tends to diminish the discrepancies of the SB model, but in the current case, the higher level of clustering in the 50 Mpc/h box leads to a buildup scenario of the main region that is arguably even more distinguishable than H and S models.

6. Summary and conclusion

We developed a new methodology based on the merger trees of HII regions to study the history of reionizations in cosmological simulations with full radiative transfer post-processed by the GPU-driven code ATON on RAMSES hydrodynamical snapshots. We systematically applied the technique in two sets of 200 Mpc/h and 50 Mpc/h simulations, where each set involved three kinds of source model:

- A halo model where halos act as sources of photons with an emissivity proportional to their mass.
- A stellar model where star particles produced by the cosmological code act as the sources, with an emissivity corrected to complete the reionization at the same redshift as the halo model.
- A boosted stellar model, where the same star particles are used but with time-dependent and decreasing correction on the emissivity to reproduce the converged emission of UV photons at each instant.

Corrections are necessary because the self-consistent production of star particles by the hydrodynamical code is resolution-dependent and not fully converged at these resolutions. The emissivities were tuned to produce a similar ionization fraction evolution at both resolutions. HII regions were detected thanks to an FOF algorithm and linked throughout time within a merger-tree structure.

First, the three models present an evolution that is comparable in terms of global features. Indeed, the evolution of the optical depth and ionized fraction present similar shapes in all experiments. The evolution of the number of present HII region reaches a maximum at the same similar redshift for all models and for both box sizes ($z = 8.5$ and $z = 9$ for the 200 and 50 Mpc/h experiments). However, the study of the separate evolution of the different kinds of HII regions shows that the intense episodes of mergers occur earlier in the boosted star model, while it occurs later and at the same moment in the S200 and H200 models. Also the SB200 model is sensitive to recombination, owing to sources that are unable to sustain the existing HII regions, while only few recombinations occur in the S200 model and none in the H200 model in the 200 Mpc/h. In the 50 Mpc/h simulations, episodes of mergers are similarly distributed in the three models, whereas increased densities are likely to produce the larger population of recombining patches in the SB50 and S50 experiments.

Second, we investigated the evolution with redshift of the size distribution of HII regions. All models present the emergence of a main region in size from a certain redshift onwards. We also have found that the evolution of the radii distribution is typically related to the evolution of the ionizing source emissivities in each model: a large dispersion of possible radii with small structures in the halo-based models, a similar distribution for the stellar model with a lack of small regions due to stronger and sparser emitters and a distribution strongly skewed toward large regions at early times in the boosted stellar experiments. The discrepancies decrease at higher resolution but remain, especially for the last model. We have then be able to show that this radius-redshift correlation, imprinted in the distribution of new regions is somehow memorized and kept in the distribution of growing and merging ionized patches.

The evolution of the number of parents involved in the percolation of HII regions has also been studied. In all experiments, merger-dominant (with 10 or more progenitors) regions exist and among them one corresponds to the radius-dominant one and drives the reionization. Its domination is delayed in both halo and star model compared to the boosted one. As an illustration, we investigated the size distribution of HII regions assimilated by the main one and found that indeed it becomes representative of the whole distribution first in the boosted star model, than in the star model and finally in the halo one. Hence individual reionizations can be tracked on a longer period in the two latter models. Increasing the resolution reduces again the differences, thanks to an increased convergence between the three types of sources.

We can say that the star and the halo models have similar histories even though the star model lacks small-scale power, hence local merger events. Meanwhile, the boosted star model presents its own reionization history, where we see the early emergence of a dominant HII region in size that concentrates rapidly the merger process. On the other hand, both the other models show individual growths for HII regions that can be tracked individually for a longer time and that resist domination by the main region later on during the reionization. In the 50 Mpc/h box, when the spatial resolution is increased, the histories of the three models become comparable even if the boosted star model still presents the domination of an early main region that concentrates the merger process.

Clearly, the large-scale experiments show that the lack of convergence in the self-consistent formation of star particles leads to substantial differences in the HII regions properties and in their evolution during the percolation process, even

though they present satisfying properties regarding their overall “integrated” features. At higher resolution (corresponding to 50 Mpc/h boxes in our cases), we find that overall the discrepancies are reduced and can be seen as the result of smaller corrections applied to sources and a better match between the halo population and the stellar one. A question also remains about the quantitative impact of the rare emitters more likely in the large boxes or about the lack of density field variance in the 50 Mpc/h. Future experiments will allow to answer to these questions even though we can predict, e.g., that rare emitters should be relevant for the rise of the dominant regions whereas, density field variance on small scales should affect the rate of local mergers.

We will be systematically applying this technique in the future. For instance, it provides a reproducible analysis framework to compare simulations, numerical techniques, and the impact of physical ingredients on the morphochronology of the reionization. Furthermore, it puts emphasis on individual HII regions, leading to analysis in terms of *reionization-s* instead of *the reionization*. In the context of galaxy formation, it may provide insight into proximity effects, which affect the properties of the reionization as seen from a single or a group of galaxies (see Ocvirk & Aubert 2011; Ocvirk et al. 2012).

Acknowledgements. The authors would like to thank B. Semelin, R. Teyssier, and H. Wozniak for valuable comments and discussions. This work is supported by the ANR grant LIDAU (ANR-09-BLAN-0030). The simulations were run on the Curie Supercomputer (CCRT-CEA).

References

- Abel, T., Norman, M. L., & Madau, P. 1999, ApJ, 523, 66
 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. 2004, ApJ, 609, 474
 Bond, J. R., Cole, S., Efstathiou, G., & Kaiser, N. 1991, ApJ, 379, 440
 Choudhury, T. R., Haehnelt, M. G., & Regan, J. 2009, MNRAS, 394, 960
 Courtin, J., Rasera, Y., Alimi, J.-M., et al. 2011, MNRAS, 410, 1911
 Croft, R. A. C., & Altay, G. 2008, MNRAS, 388, 1501
 Fan, X., Strauss, M. A., Becker, R. H., et al. 2006, AJ, 132, 117
 Finlator, K., Özel, F., & Davé, R. 2009a, MNRAS, 393, 1090
 Finlator, K., Özel, F., Davé, R., & Oppenheimer, B. D. 2009b, MNRAS, 400, 1049
 Friedrich, M. M., Mellema, G., Alvarez, M. A., Shapiro, P. R., & Iliev, I. T. 2011, MNRAS, 413, 1353
 Furlanetto, S. R., Hernquist, L., & Zaldarriaga, M. 2004a, MNRAS, 354, 695
 Furlanetto, S. R., Zaldarriaga, M., & Hernquist, L. 2004b, ApJ, 613, 1
 Gnedin, N. Y., & Abel, T. 2001, New Astron., 6, 437
 Iliev, I. T., Ciardi, B., Alvarez, M. A., et al. 2006a, MNRAS, 371, 1057
 Iliev, I. T., Mellema, G., Pen, U., et al. 2006b, MNRAS, 369, 1625
 Kauffmann, G., & White, S. D. M. 1993, MNRAS, 261, 921
 Kay, S. T., Pearce, F. R., Frenk, C. S., & Jenkins, A. 2002, MNRAS, 330, 113
 Komatsu, E., Dunkley, J., Nolta, M. R., et al. 2009, ApJS, 180, 330
 Lacey, C., & Cole, S. 1993, MNRAS, 262, 627
 Lee, K., Cen, R., Gott, I. J. R., & Trac, H. 2008, ApJ, 675, 8
 McQuinn, M., Lidz, A., Zahn, O., et al. 2007, MNRAS, 377, 1043
 Mesinger, A., & Furlanetto, S. 2007, ApJ, 669, 663
 Nagamine, K., Cen, R., & Ostriker, J. P. 2000, ApJ, 541, 25
 Ocvirk, P., & Aubert, D. 2011, MNRAS, 417, L93
 Ocvirk, P., Aubert, D., Chardin, J., et al. 2012, MNRAS, submitted
 Petkova, M., & Springel, V. 2009, MNRAS, 396, 1383
 Prunet, S., Pichon, C., Aubert, D., et al. 2008, ApJS, 178, 179
 Rasera, Y., & Teyssier, R. 2006, A&A, 445, 1
 Razoumov, A. O., Norman, M. L., Abel, T., & Scott, D. 2002, ApJ, 572, 695
 Shin, M., Trac, H., & Cen, R. 2008, ApJ, 681, 756
 Springel, V., & Hernquist, L. 2003, MNRAS, 339, 289
 Teyssier, R. 2002, A&A, 385, 337
 Trac, H., & Cen, R. 2007, ApJ, 671, 1
 Trac, H. Y., & Gnedin, N. Y. 2011, Adv. Sci. Lett., 4, 228
 Willott, C. J., Delorme, P., Omont, A., et al. 2007, AJ, 134, 2435
 Zahn, O., Lidz, A., McQuinn, M., et al. 2007, ApJ, 654, 12

1	2	3	4	5	6	7
8	9	10	11	12	13	14
15	16	17	18	19	20	21
22	23	24	25	26	27	28
29	30	31	32	33	34	35
36	37	38	39	40	41	42
43	44	45	46	47	48	49

Fig. A.1. Illustration of the *friend-of-friend* algorithm (see Appendix A for details). White and black cells correspond to ionized and neutral cells, respectively.

Appendix A: FOF algorithm

A.1. Implementation

Our FOF algorithm proceeds by scanning all cells from the box and testing the ionization status of the cell being explored at each iteration. The algorithm simply proceeds as follows:

- if an ionized cell is encountered, it is given an ID corresponding to the ionized region being tested and the exploration of its neighbors begins:
 1. if a neighbor is not ionized, the cell is marked as visited. The parent cell is then reconsidered, and the ionization status of the other near neighbors not already marked is tested;
 2. if the neighbor is ionized, it is given an ID corresponding to the ionized region being tested, and we mark the cell as visited. The exploration of its own neighbors begins. The HII regions IDs diffuse from near neighbor to near neighbor.
- When all the neighbors of an ionized cell have been explored, we go back to its parent cell and continue the exploration of those near neighbors that were not previously visited. The identification stops when the starting cell is visited again and all its near neighbors are marked as visited.

The exploration of the cosmological box proceeds until another starting ionized cell is found that has not already been marked as visited. At this moment, a new identification starts with a new identification number.

Figure A.1, illustrates the algorithm in two dimensions. In this figure, black cells correspond to neutral cell and white cells to ionized cells with an ionized fraction $x \geq 0.5$. In this example, 6 cells belongs to the same HII region, with numbers 17, 18, 25, 32, and 33, and all of them should receive the same

identification number. Following the algorithm described above, the cells would be visited in the following order: 17-18-19-18-25-32-33-32-25-18-17. At this stage, when the algorithm recovers the starting cell with all its ionized neighbors marked as visited, it stops.

To implement this method, a recursive scheme could be used, as well as linked lists. We chose the second option since it limits the use of large stacks of memory. We also mention that for boxes of 1024^3 , we have parallelized the identification on the large box by cutting it into 16 sub-boxes. We thus do the identification on this 16 sub-boxes in parallel to accelerate the calculation. We then reassemble the entire box and merge the IDs.

A.2. Effect of the neutral ionization threshold

The FOF algorithm assumes an ionization threshold in order to decide if a cell is ionized or not. As often used in the literature, we chose a value of $x \geq 0.5$ to consider a cell as ionized. To test the impact of the threshold's value on the identification of the HII regions, we also tried other values for the ionization fraction in the FOF procedure.

Figure A.2 represents the radius distribution of the HII regions for three different instants. The distributions were done for the three models of ionizing sources for the $50 \text{ Mpc}/h$ box size. We compared the radius distributions according to three different ionizing thresholds of $x \geq 0.3$, $x \geq 0.5$, and $x \geq 0.9$ to assume that a cell is ionized. The three distributions are very similar for all models and at each instant, regardless of the chosen ionizing threshold. The most significant variation stands for small regions with radius below $\sim 2 \times 10^{-1} \text{ Mpc}/h$, which are detected in greater numbers with $x \geq 0.9$. Meanwhile, the distributions with $x \geq 0.3$ and $x \geq 0.5$ are almost superimposed in all cases. Additionally, we used the merger tree properties to plot the same distributions in Fig. A.3 but dissociated the contributions of each type of region. This time, we have only represented the distribution for both the $x \geq 0.5$ and $x \geq 0.9$ ionization thresholds, which previously exhibited the greater difference. We see that for the most part, the families remain unchanged and therefore that the merger tree properties are conserved even when varying the ionization threshold. The only difference is that with $x \geq 0.9$ the FOF procedure tends to detect more small recombining regions than with $x \geq 0.5$ in the boosted star and star models.

The only remarkable effects by varying the threshold therefore is for high threshold values within recombining regions, which represent a tiny number and volume fraction of the HII regions network. It does not come as a surprise, though, since recombinations occur in already ionized regions, and any fluctuations within, combined with a high detection threshold, lead to a subdivision of regions in smaller ones. One might even consider that such an effect should be avoided since it increases branches in the merging tree with regions that may be short-lived or unstable. As a conclusion, we can thus consider that the value of $x \geq 0.5$ used in the paper for identifying the HII regions is a good compromise, in addition to being the one commonly used.

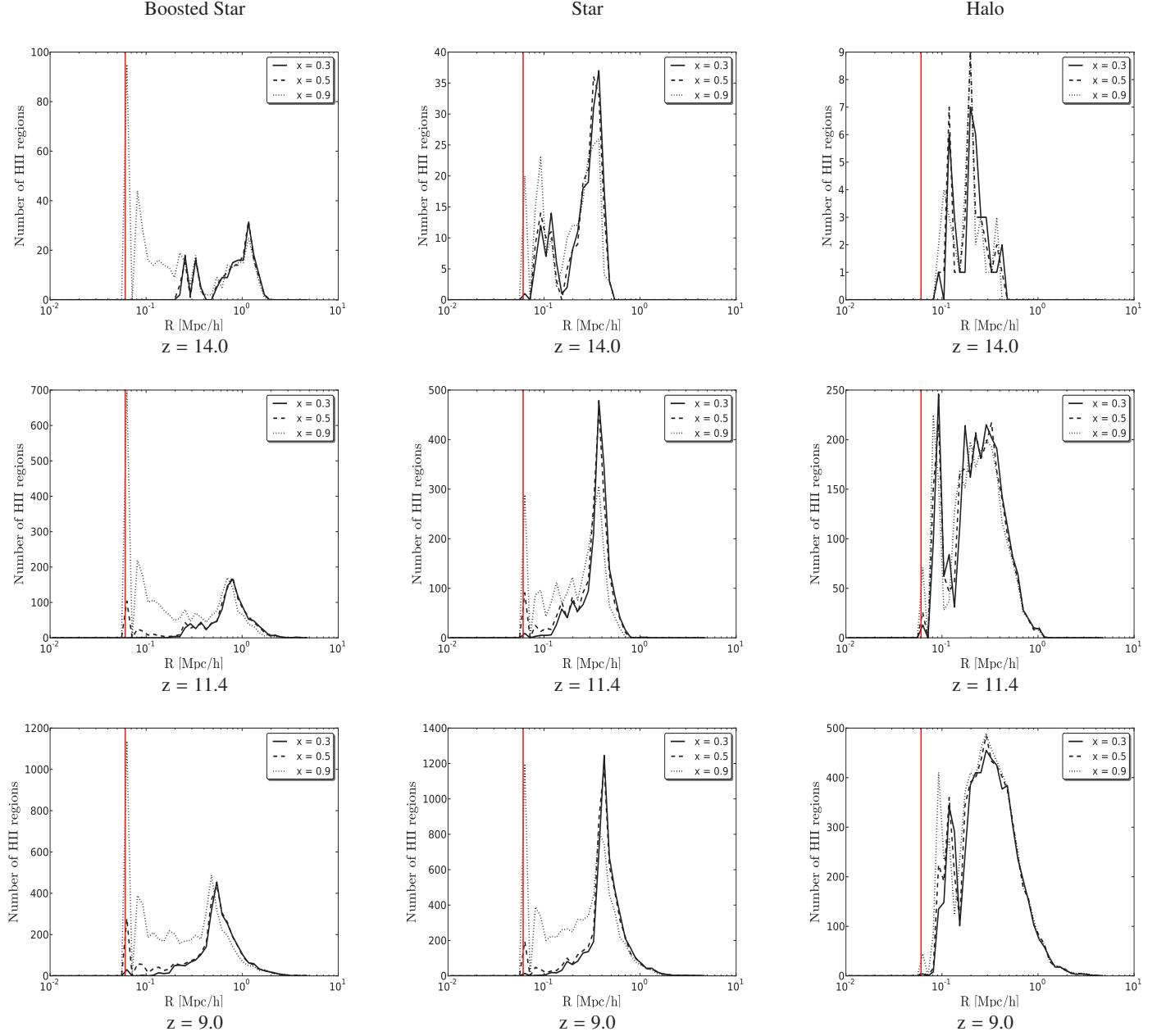


Fig. A.2. Representation of the radius distribution of all HII regions at three different redshifts for the three simulations for the $50 \text{ Mpc}/h$ box. We compare the difference in the radius distribution according to the ionization threshold for the detection of the HII region with the FOF procedure. We represent the volume of one single cell by the vertical red line.

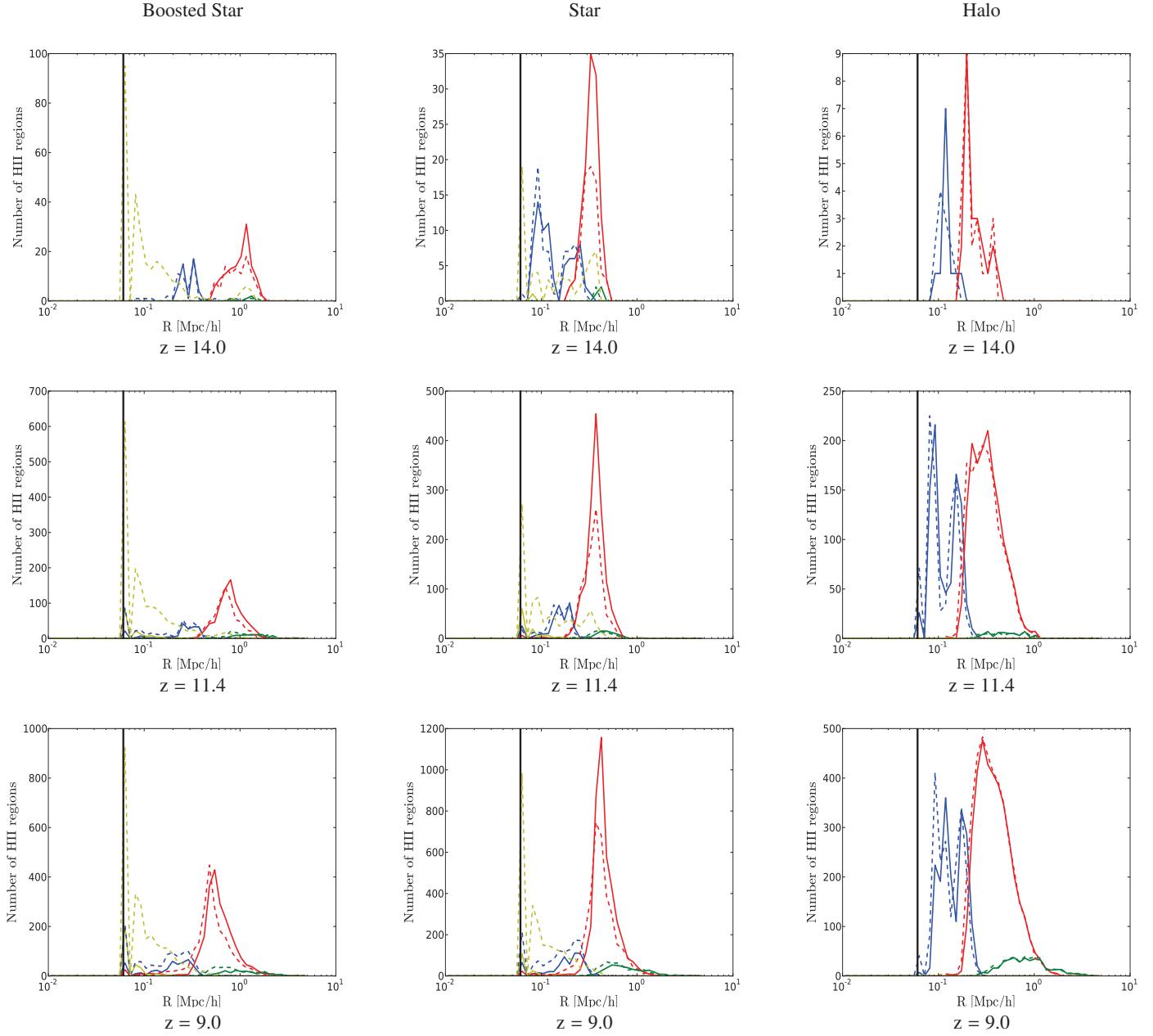


Fig. A.3. Radius distribution of all HII regions at three different redshifts for the three simulations for the $50 \text{ Mpc}/h$ box. This time, we dissociate the distribution into the different counterparts of the type of HII region considered. We compare the difference in the radius distribution according to both ionization thresholds of $x \geq 0.5$ and $x \geq 0.9$ for the detection of the HII region with the FOF procedure. The colors stand for the new HII regions (blue), the expanding regions (red), the regions that will recombine (yellow), and the regions resulting from mergers (green). In addition we represent the volume of one single cell by the vertical black line.

Appendix B: Merger tree algorithm

The implementation of the merger tree algorithm is performed as follows (see also Fig. B.1):

1. We look at an instant t of the simulation where the cells of a particular ionized region are located. They all share the same ID.

2. Then, we extract the same cells at time $t + 1$. These cells may have different IDs.
3. The most common ID at time $t + 1$ is kept and is linked to the ID investigated at t .

This scheme is repeated for all HII regions between the snapshot t and $t + 1$. We finally reproduce this process between each snapshot.

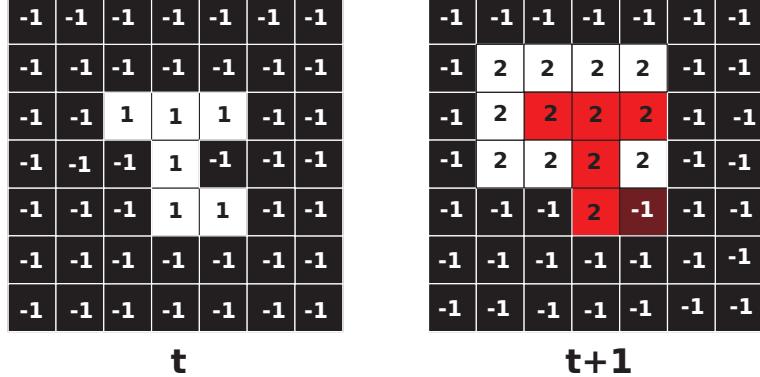


Fig. B.1. Merger tree algorithm. All neutral cells are black with an identification number of -1 . All ionized cells are white with an identification number. At time t , we have the ionized region identified with an identification number of 1 . We look forward to time $t + 1$ where cells of this ionized region are located (shown in red). Here ID 1 at time t is linked to ID 2 at time $t + 1$.

Chapitre 6

Etude des histoires de réionisation locales associées aux progéniteurs des galaxies observées aujourd’hui

Voilà ce que c'est que les moutons. Ils obéissent aux chiens qui obéissent aux bergers qui obéissent aux astres.

Charles Albert CINGRIA

Dans ce chapitre je montrerai comment l’arbre de fusion des régions HII peut se révéler être un bon candidat en vue d’étudier les processus locaux de réionisation dans les simulations. Cette étude a été l’objet d’un article soumis au journal A&A qui est inclus dans le chapitre suivant. L’objet du chapitre 4 était de montrer comment l’arbre permet d’apporter des informations complémentaires sur l’analyse globale du processus en plus des analyses couramment utilisées. Ici nous allons voir qu’en plus d’une étude globale sur tout le volume d’Univers étudié, il est possible d’étudier indépendamment comment les différentes histoires individuelles de réionisation se déroulent dans le volume global et comment elles s’approchent ou diffèrent de l’histoire moyenne de réionisation. Une telle étude a pour vocation de quantifier comment les diverses populations de sources ionisantes influencent les propriétés des régions HII générées. De plus, cela sera le point de départ pour essayer de mettre en lumière comment s’est déroulée l’histoire de réionisation passée de certaines galaxies que l’on observe aujourd’hui comme celle présente dans notre Groupe Local de galaxies (MW et M31). Dans un premier temps, j’expliquerai comment il est possible à partir de l’arbre d’entreprendre le suivi individuel de chaque

région apparue dans la simulation. Ensuite, je montrerai comment évoluent les populations de régions HII en regard des propriétés de leurs sources associées. Je finirai par faire des tentatives de prédiction sur les histoires de réionisation locales passées en regard des propriétés actuelles des galaxies observées aujourd’hui à $z=0$.

6.1 Suivi individuel des régions HII

Les analyses entreprises dans cette étude seront faites sur les mêmes simulations que dans le chapitre 4 excepté sur les modèles SB définis en section 4.1.2 que j’ai choisi de mettre de coté. En effet, on a mis en évidence dans le chapitre précédent que ces modèles avaient une histoire globale de réionisation très différente des deux autres. L’analyse de quatre simulations sera donc effectuée dans ce chapitre pour des tailles de boîte de 200 et 50 Mpc/h sur une grille composée de 1024^3 cellules.

L’arbre de fusion permet de faire le suivi individuel de chacune des régions apparues au cours d’une simulation. Le suivi des propriétés peut être fait à partir du moment de naissance d’une région jusque dans le dernier instantané de la simulation. Dans cette section je détaillerai comment un tel suivi peut être entrepris et quelles propriétés relatives aux régions peuvent être suivies. Je montrerai également comment on peut définir une histoire de réionisation locale relative à une ou quelques galaxies.

6.1.1 Catalogue de régions HII

A partir de l’arbre de fusion des régions HII extrait des simulations il est possible d’obtenir un catalogue d’évolution des propriétés de chacune des régions apparues dans la simulation. Un tel catalogue a pour vocation de lister les propriétés d’une région donnée à partir du moment où elle est détectée comme venant d’apparaître jusqu’au dernier instantané de la simulation. Ainsi, il sera possible de remonter à l’état d’une région à divers instants de son existence dans la simulation. Voici la liste des propriétés d’une région dont le catalogue fait le suivi à chaque instant de la vie d’une région :

- La liste des redshifts le long de sa vie
- La liste de ses numéros d’identifiants (ID)
- La liste de ses volumes
- La liste du nombre de fusions que la région subit à chaque instant
- La liste du volume total qui fusionne avec la région à chaque instant
- La liste du nombre de halos de matière noire inscrits dans la région à chaque instant
- La liste de la masse sous forme de halos correspondante à chaque instant

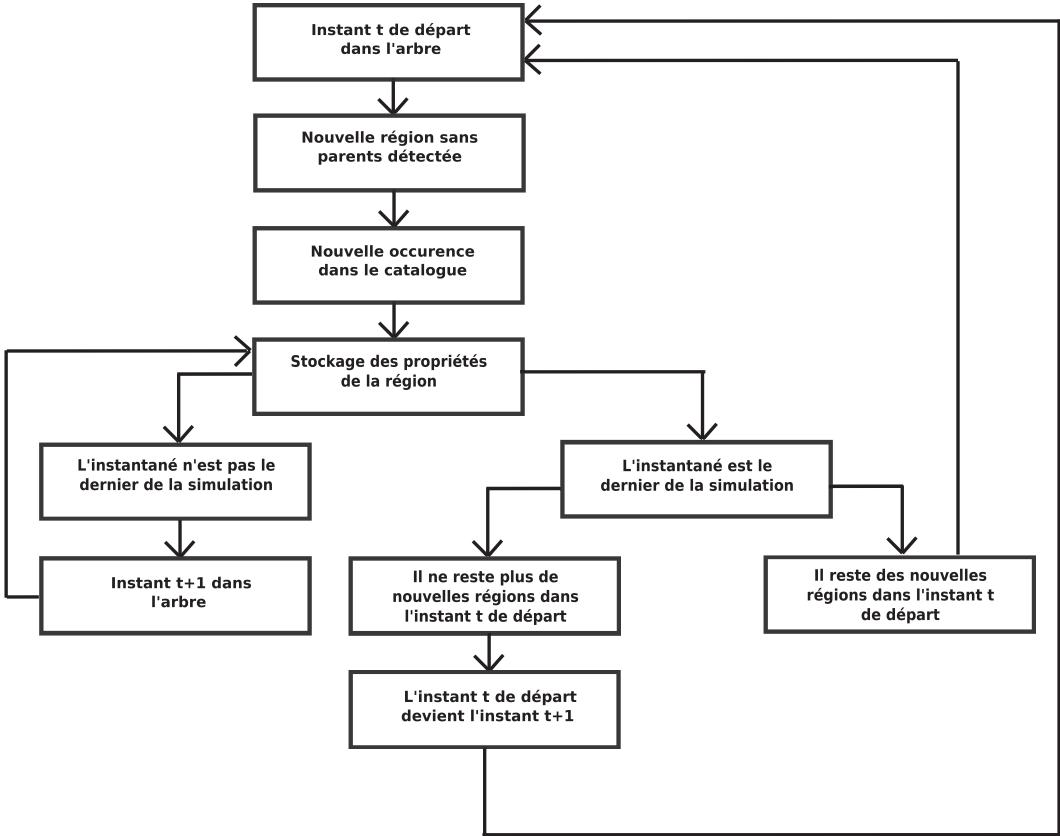


FIG. 6.1 – Schéma illustratif de l'algorithme qui génère le catalogue des propriétés des régions HII.

- La liste de la masse du halo le plus massif à l'intérieur de la région à chaque instant

Les différentes étapes de l'algorithme pour établir un tel catalogue peuvent être résumées avec le schéma illustratif de la figure 6.1.

6.1.2 Définition d'une histoire locale de réionisation

L'ambition principale de ce chapitre est d'essayer de mettre en lumière comment la nature d'une ou quelques sources ionisantes influent sur les propriétés d'évolution des régions HII associées. Les analyses menées auront pour vocation de quantifier comment les histoires d'évolution des différentes régions HII diffèrent suivant l'instant de naissance ou le contenu en masse des régions. Particulièrement, une étude sera menée sur l'impact de ces deux quantités sur la durée de vie et le volume des régions associées avant qu'elles deviennent une partie intégrante du fond UV global. En d'autres termes, le suivi d'une région sera entrepris depuis sa naissance jusqu'au moment où elle subit une

fusion avec une autre région HII étendue. Durant cet intervalle de temps, les propriétés de croissance de la région dépendent seulement de son contenu interne, d'où l'appellation de "réionisation locale". Cette évolution initiale est en effet contrôlée par les spécificités de la région comme le taux de formation d'étoiles local, la distribution en densité ou encore la granularité du milieu. De même les effets d'environnements peuvent être reliés dans une moindre mesure aux propriétés locales des sources. En effet, les halos les plus massifs sont susceptibles de présenter d'autres halos massifs comme voisins parce qu'ils émergent dans les mêmes lieux où les contrastes de densité sont importants. Après cet intervalle de temps, les régions seront incorporées dans ce que l'on définit comme étant le fond UV global. Dans le chapitre 4, il a été mis en évidence qu'une région HII dominante apparaît dans les simulations et que la majorité des autres régions fusionnent en moyenne avec elle à partir du moment où elle émerge. Ici, il sera plutôt fait considération de la moyenne des différentes histoires plutôt qu'une histoire de la moyenne.

Dans notre cas, il a été considéré qu'une région commence à être une partie de ce fond UV lorsqu'elle subit sa première fusion majeure. La fusion majeure est définie comme le moment où une région fusionne avec une autre région plus grande ou égale en volume. En figure 6.2 une illustration du suivi d'histoires de réionisation locales pour deux régions HII est présentée : Le suivi des propriétés d'une région est entrepris jusqu'à ce qu'elle fusionne avec une ou plusieurs autres régions dont le volume total est plus grand ou égal à son volume actuel. L'intervalle de temps de ce suivi est la durée de vie de l'histoire de réionisation locale de cette région. Notre but sera d'étudier la dépendance de ces durées de vie en fonction du redshift d'apparition des régions et de leur contenu en masse.

6.2 Suivi des histoires locales de réionisation

Cette section a pour but de présenter les résultats de l'étude entreprise sur les histoires de réionisation locales.

- Premièrement, l'évolution avec le redshift de la durée de vie des régions avant de voir le fond UV sera étudiée grâce à l'arbre et au catalogue des propriétés des régions HII. Cette mesure permettra de quantifier la moyenne de la durée de vie des histoires locales pour des régions apparues au même moment de l'histoire cosmique.
- Deuxièmement, une étude sur l'évolution du volume des régions au moment où elles voient le fond UV sera également entreprise. La considération d'une telle quantité permettra de mesurer la portion d'Univers moyenne qu'un ou quelques progéniteurs de galaxies sont capables d'ioniser sous l'action de leur contenu interne en sources uniquement.

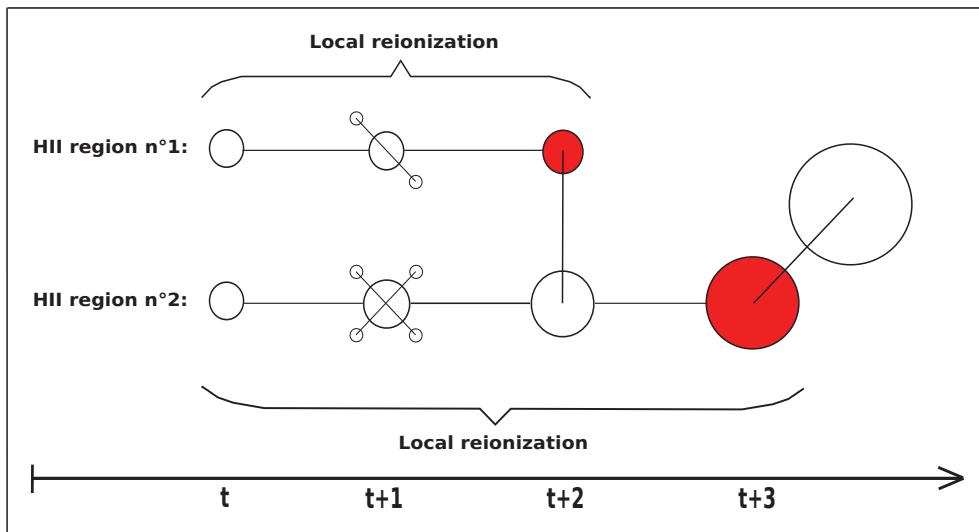


FIG. 6.2 – Schéma illustratif du suivi d'une histoire locale de réionisation pour deux régions HII différentes.

- Dernièrement, des familles de régions HII définies par rapport à leur contenu en masse seront également construites. Cela permettra de faire une étude de la variation des évolutions des durées de vie et du volume des régions suivant les différentes caractéristiques des sources mises en jeu. Cela sera également une information qu'il sera possible de lier à la population de galaxies observées aujourd'hui à $z=0$.

Les caractéristiques de chaque modèle étudié dans ce chapitre sont résumées dans le tableau 6.1. Le nombre de régions HII dont le suivi peut être fait avec l'arbre est également donné dans le tableau 6.1. On note d'emblée que les modèles qui utilisent des halos comme sources génèrent plus de régions que les modèles basés sur les particules d'étoiles. C'est tout simplement la conséquence du nombre plus important de halos que d'étoiles générée de manière auto-consistante par le code RAMSES comme vu auparavant dans le chapitre 4. De même, il a été montré qu'un nombre plus important de halos ou d'étoiles sont détectés à haute résolution dans les boîtes de 50 Mpc/h. Cela explique pourquoi un nombre plus important de régions HII est détecté dans ces modèles comparé à leurs analogues de 200 Mpc/h.

6.2.1 Comportement global

Avant d'étudier l'influence de la masse des halos de matière noire sur l'évolution des régions HII, l'analyse se concentrera d'abord sur l'évolution des régions en fonction de leur temps ou redshift d'apparition. Les figures 6.3 et 6.4 présentent l'évolution de la distribution des durées de vie t_{life} des régions

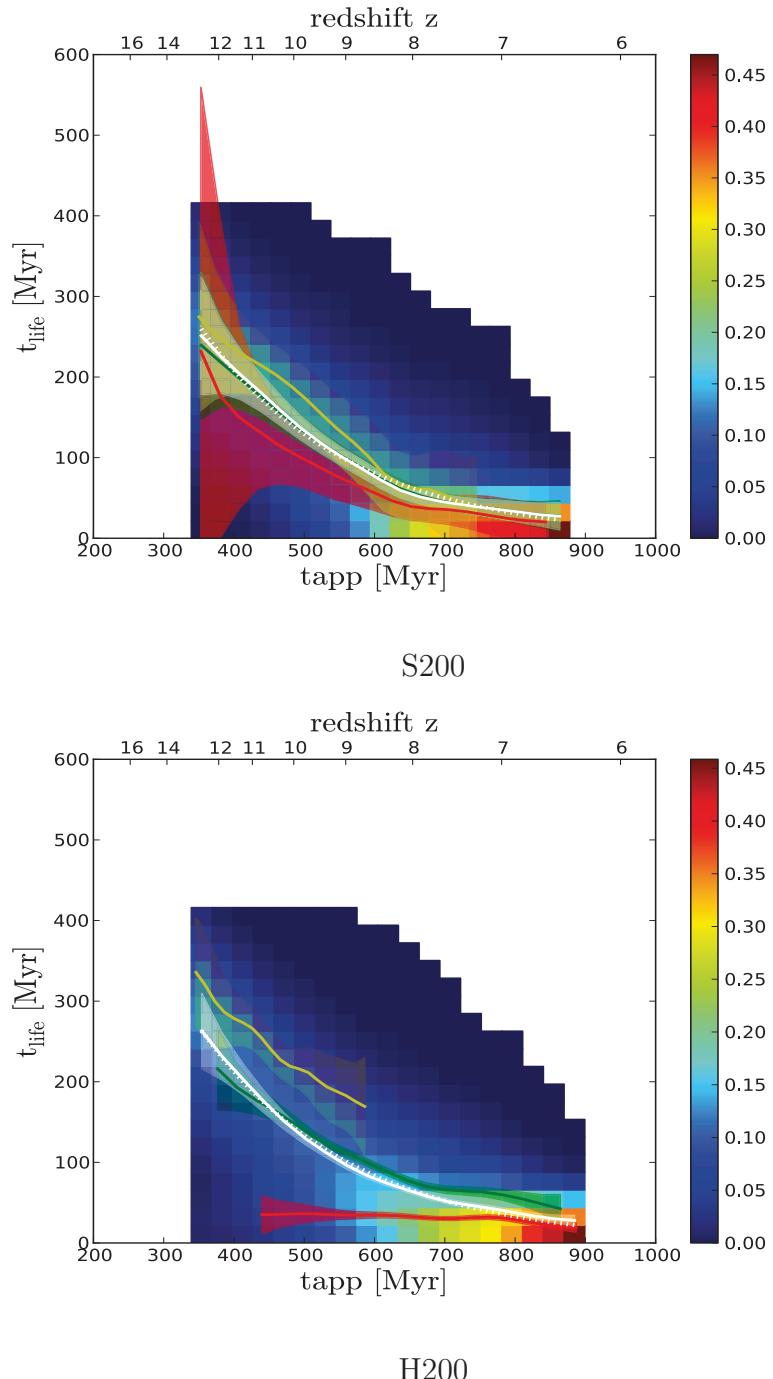


FIG. 6.3 – Distributions de l'évolution de la durée de vie des régions HII avant leurs fusion majeure en fonction de leurs temps cosmique d'apparition pour la boîte de $200 \text{ Mpc}/\text{h}$. La courbe blanche représente l'évolution moyenne avec l'erreur sur la moyenne à trois sigma. Les courbes rouge, verte et bleue représentent les évolutions moyennes avec l'erreur sur la moyenne à trois sigma des sous distributions correspondant aux trois familles de régions définies dans la section 6.2.2 avec le tableau 6.2.

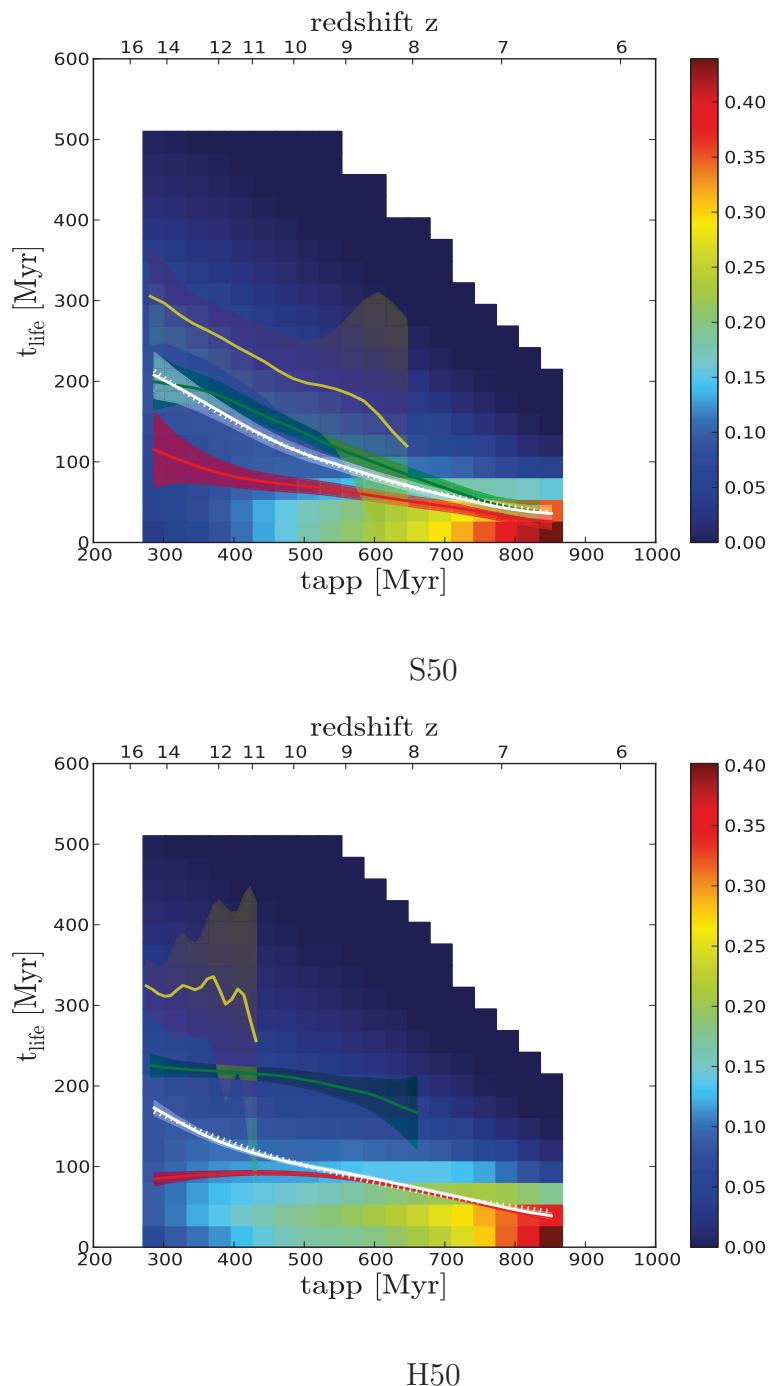


FIG. 6.4 – Même figure que la figure 6.3 pour la boîte de 50 Mpc/h.

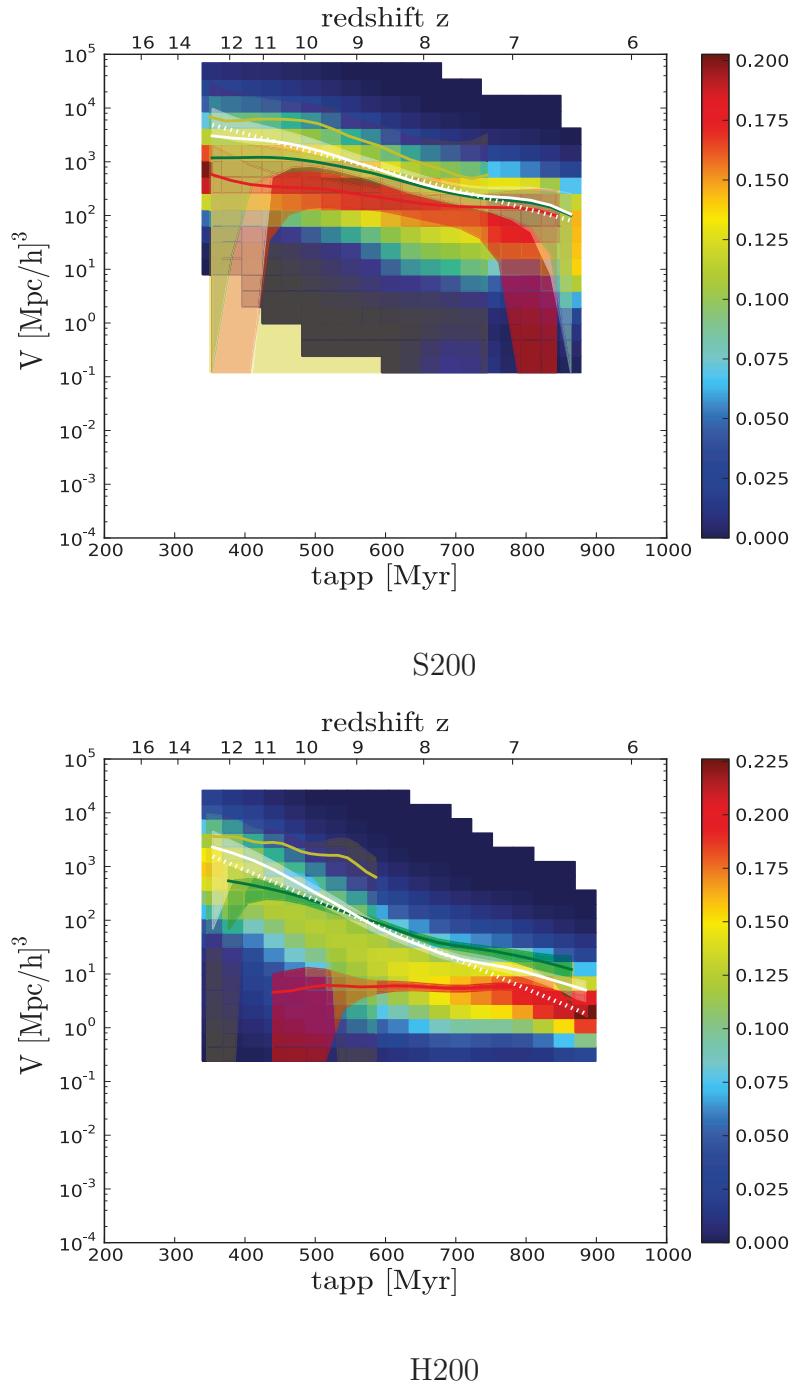


FIG. 6.5 – Distributions de l'évolution du volume des régions HII avant leurs fusion majeure en fonction de leurs temps cosmique d'apparition. La courbe blanche représente l'évolution moyenne avec l'erreur sur la moyenne à trois sigma. Les courbes rouge, verte et bleue représentent les évolutions moyennes avec l'erreur sur la moyenne à trois sigma des sous distributions correspondant aux trois familles de régions définies dans la section 6.2.2 avec le tableau 6.2.

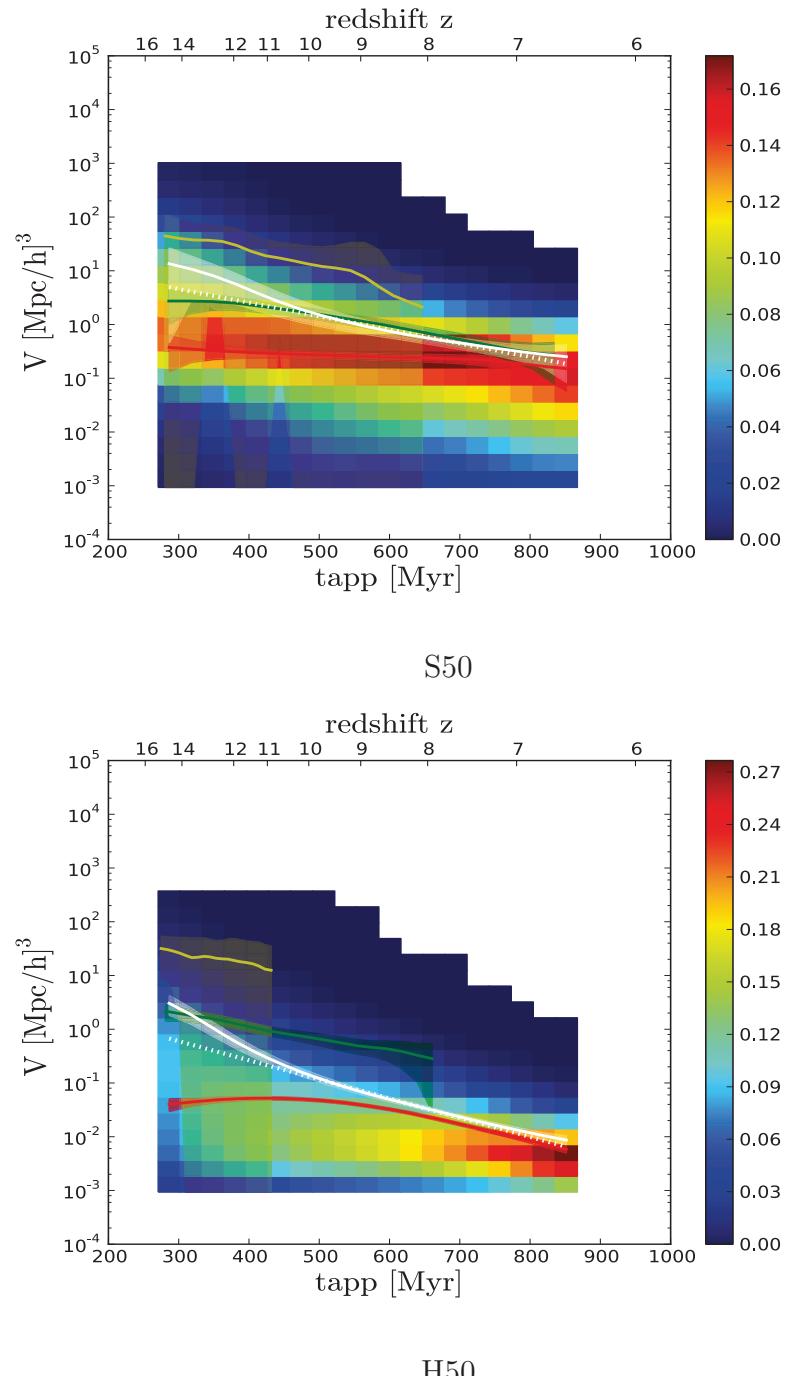


FIG. 6.6 – Même figure que la figure 6.5 pour la boîte de 50 Mpc/h.

Nom du modèle	Taille [Mpc/h]	Type de sources	Nombre de régions
S200	200	Etoiles	2748
S50	50	Etoiles	15562
H200	200	Halos	19902
H50	50	Halos	125408

TAB. 6.1 – Caractéristiques des modèles étudiés.

avant leurs fusions majeures en fonction de leur temps d'apparition t_{app} pris à partir du Big-Bang, respectivement pour les tailles de boîtes de 200 et 50 Mpc/h. Les figures 6.5 et 6.6, elles, présentent l'évolution du volume qu'atteignent les régions avant de voir le fond UV global en fonction de leurs temps d'apparition, respectivement pour les tailles de boîtes de 200 et 50 Mpc/h. Cette dernière figure permet de suivre la taille maximale que peut atteindre une région HII sous l'action d'une ou d'un petit groupe local de sources. Dans les deux figures, les courbes blanches représentent l'évolution des distributions moyennes avec la dispersion associée à un sigma (avec les régions blanches ombragées).

L'illustration du comportement global des histoires locale de réionisation est schématisé en figure 6.7. Premièrement, il est rassurant de noter que la même évolution typique des distributions est retrouvée dans toutes les simulations, peu importe le modèle de sources ionisantes considérées. La durée de vie des régions t_{life} décroît avec le temps. Cette décroissance est accompagnée, dans tous les modèles, par une décroissance similaire du volume que les régions atteignent avant de fusionner. C'est naturellement expliqué en considérant que, au fur et à mesure que le temps cosmique augmente, l'espace neutre disponible dans l'Univers diminue. Cela a pour conséquence naturelle de favoriser la proximité de régions HII avec d'autres régions pré-existantes plus la simulation est avancée. La durée de vie de régions apparaissant tard est donc naturellement plus petite en considérant qu'elles vont fusionner plus rapidement que des régions présentant un temps cosmique de naissance inférieur.

L'illustration de l'influence du modèle de source considéré sur l'évolution des histoires locale de réionisation est schématisé en figure 6.8. D'emblée, pour les deux tailles de boîte, on remarque que les courbes d'évolutions moyennes des durées de vie des régions sont quasiment superposées d'un modèle de sources à l'autre (voir figures 6.3 et 6.4). En considérant la différence du nombre de

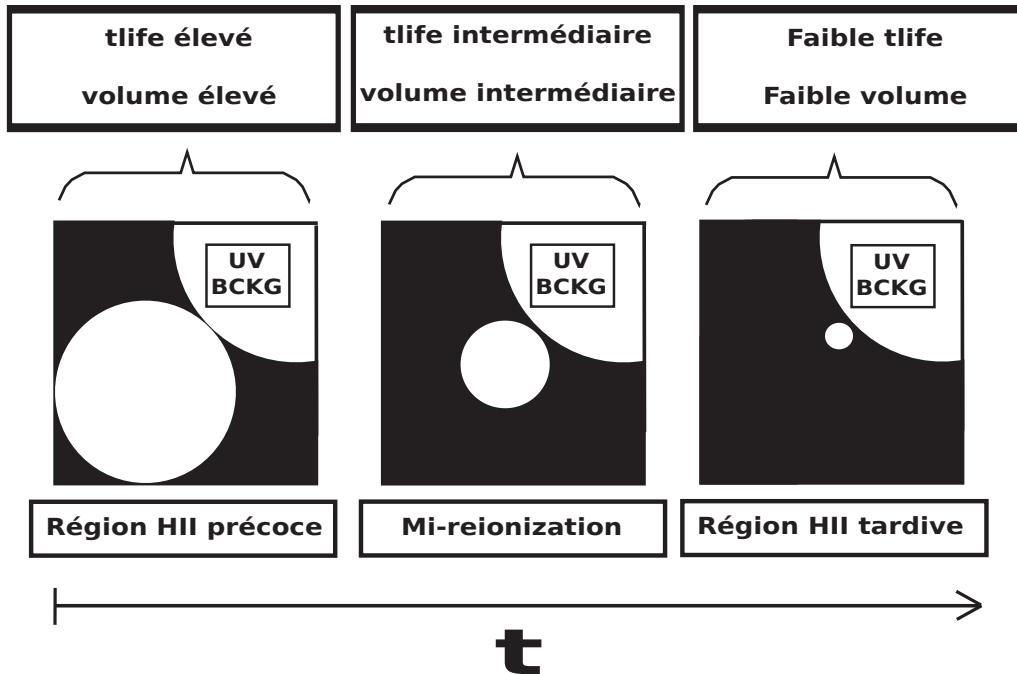


FIG. 6.7 – Illustration de l'évolution des durées de vie et volumes typiques des régions avant de subir une fusion avec le fond UV en fonction de leur instant d'apparition.

sources impliquées entre les deux modèles, il est plutôt surprenant d'observer de telles similarités entre les courbes moyennes. A première vue, il serait attendu de trouver des durées de vie inférieures dans les modèles de halos en vue de leur plus grand nombre de sources comparé aux modèles stellaires. La proximité des sources devrait effectivement être favorisée dans les modèles de halos. Cela aurait alors pour conséquence d'encourager des fusions plus rapides entre les régions HII associées comparé aux modèles stellaires à condition de considérer que le taux de croissance des régions est similaire dans les deux modèles. Or, il apparaît que les modèles ont été générés de manière à obtenir des histoires globales de réionisation similaires. Il y a donc un même nombre de photons ionisants qui est partagé par un plus grand nombre de halos que de particules stellaires. Par conséquent, on peut attendre des fronts d'ionisation moins rapides dans les modèles de halos que dans ceux avec des étoiles. C'est bien ce qui est observé avec les régions HII qui présentent des volumes au moment de la fusion qui sont plus petits que dans les modèles stellaires (voir figures 6.5 et 6.6). Pour résumer, les modèles H présentent des sources moins émettrices que les modèles S, avec des fronts d'ionisation plus lents qui mènent à des durées de vie de régions similaires dans les deux modèles.

Toujours en considérant les figures 6.5 et 6.6, on peut noter que les régions apparues le plus tôt (avec le plus petit temps cosmique d'apparition) présentent

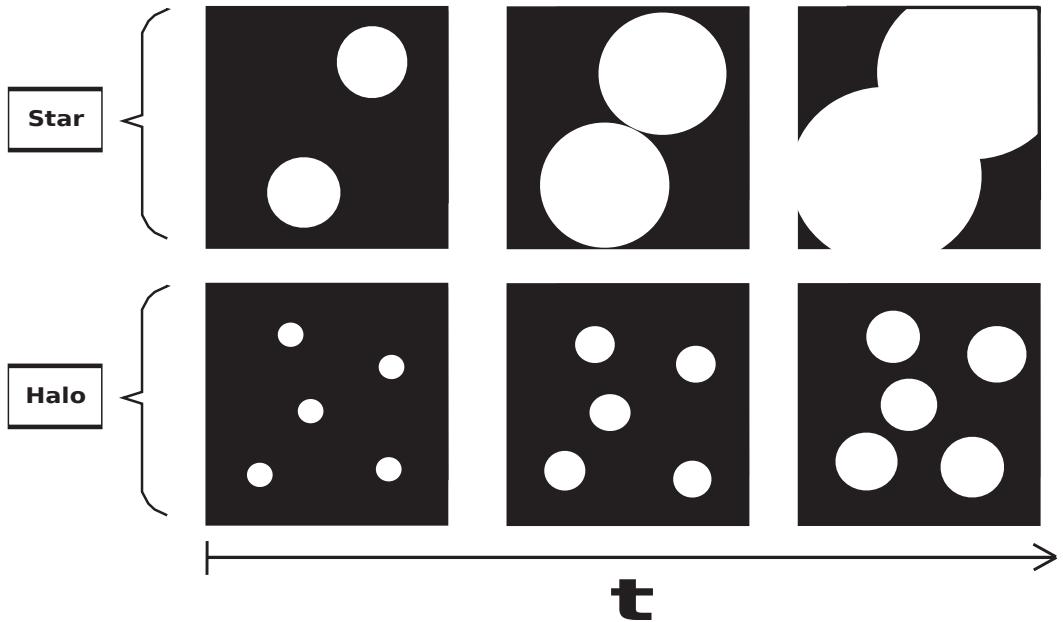


FIG. 6.8 – Illustration de l’ impact du modèle de sources ionisantes considéré sur l’évolution des durées de vie et volume typiques des régions avant de subir une fusion avec le fond UV.

des volumes similaires avant leurs premières fusions majeures dans les deux modèles de sources. Effectivement, des volumes de $\sim 10^4$ et $\sim 10^2$ Mpc^3/h (soit environ 13 et 3 Mpc/h de rayon) sont observés dans les deux modèles respectivement pour les boîtes de 200 et 50 Mpc/h . Cela semble donc indiquer que les régions qui apparaissent en début de simulation croissent de la même manière peu importe le modèle considéré. Il y aurait donc une bonne correspondance entre les populations d’étoiles et de halos à ces époques précoce.

L’influence de la taille de boîte sera maintenant étudiée en considérant un seul modèle de source à la fois, soit des comparaisons entre H200 et H50 ou S200 et S50. Les premières régions qui apparaissent présentent des durées de vie plus élevées avant de voir le fond UV à basse résolution (200 Mpc/h) que leurs analogues à haute résolution (50 Mpc/h) (voir figures 6.3 et 6.4). Des durées de vie de ~ 250 et ~ 200 Myr sont mesurées pour les premières régions, respectivement pour les modèles S200 et S50 et de ~ 300 et ~ 200 Myr pour les modèles H200 et H50. De plus, les pentes des courbes moyennes sont plus fortes dans les modèles à basse résolution. La combinaison de ces deux effets suggère que les régions les plus précoce génèrent un fond UV plus soudainement dans les modèles à basse résolution. En effet, on note que ces premières régions présentent une fraction du volume total plus grande dans la boîte de 200 Mpc/h en plus de présenter des volumes finaux plus grands (voir figures 6.5 et 6.6). Il semble donc que de larges volumes ionisés émergent tôt et occupent rapidement

une fraction significative du volume total. Cela a pour conséquence d’empêcher l’émergence de grandes régions plus tard dans la simulation dans les boîtes de 200 Mpc/h. En revanche, les modèles S50 et H50 auraient une taille de boîte trop petite pour avoir une bonne représentation des événements rares dans le champ de densité qui produisent les grandes régions HII initiales qui dominent leur homologues plus petites. Cet effet est également conjugué au fait que ces deux derniers modèles présentent des sources avec une émissivité plus faible que dans les boîtes de 200 Mpc/h en vue d’obtenir un redshift de réionisation similaire à partir de plus de sources. Il en résulte l’observation de régions avec une plus grande durée de vie et de plus petits volumes dans ces deux derniers modèles comparé à leurs analogues avec la boîte de 200 Mpc/h.

6.2.2 Comportement en fonction de la masse des halos progéniteurs

Dans cette section, l’étude de la dépendance avec la masse des halos progéniteurs des durées de vies et du volume des régions HII associées avant de voir le fond UV sera entreprise. Pour chacune des différentes régions HII apparuées dans une simulation donnée, il est possible, grâce au catalogue, d’avoir accès à leur contenu en masse interne sous forme de halos de matière noire dans chaque instantané. On s’est limité à trois familles de régions dans cette étude et les classes de masses correspondantes pour les trois types I, II et III sont données dans le tableau 6.2.

Il faut noter qu’il y a plusieurs mises en gardes à considérer. Premièrement, il se peut qu’il y ait plusieurs halos dans une même région. Il apparaît alors d’emblée que les différents contenus en masses sont difficilement comparables d’une région à l’autre. Nous écartons cette difficulté en considérant la masse du halo le plus massif à l’intérieur de chaque région. Deuxièmement, la masse retenue est celle des halos au moment de la fusion majeure des régions. Or, il apparaît que l’instant auquel cette masse est considérée diffère d’une région à l’autre. Pour raisonner sur une origine commune, on aurait pu autrement choisir la masse à l’intérieur des régions au moment de leur apparition plutôt qu’au moment de leur fusion majeure. Or, il apparaît que les halos de matière noire sont sujets à la stochasticité, surtout en début de simulation. En d’autres termes, il est difficile de détecter au moins un halo dans toutes les régions HII au moment de leur apparition. En effet, il se peut qu’un halo soit apparu entre deux instantanés de la simulation et qu’il ait également disparu durant cet intervalle. De plus, au début de la simulation, les halos détectés sont définis avec une grande incertitude et sont proches du seuil de détection de dix particules. Il en résulte que tous les halos détectés à ces époques précoces présentent des masses équivalentes proches du seuil de détection, ce qui n’est d’aucune utilité en vue de faire des comparaisons. C’est pourquoi la masse du halo le plus massif à l’intérieur d’une région au moment de sa fusion majeure a été considérée.

200 Mpc/h		
Type I	Type II	Type III
$[10^9 \leq M < 10^{10}]$	$[10^{10} \leq M < 10^{11}]$	$[M \geq 10^{11}]$
50 Mpc/h		
Type I	Type II	Type III
$[10^8 \leq M < 10^9]$	$[10^9 \leq M < 10^{10}]$	$[M \geq 10^{10}]$

TAB. 6.2 – Classes de masse de halos de matière noire au moment de la fusion majeure des régions pour les trois familles de régions HII. Les classes sont dépendantes de la résolution des simulations et sont donnés pour les deux tailles de boîtes de 200 et 50 Mpc/h. Les masses sont données en masses solaires.

Il faut alors bien prendre en considération que l'étude de la dépendance en masse n'est pas intuitif. En effet, les différentes régions voient le fond UV à des instants différents, ce qui veut donc dire que les masses considérées sont prises à des instants différents d'une région à une autre. En d'autres termes, la comparaison entreprise n'est pas faite à une section constante du temps cosmique. La comparaison est en fait entreprise sur divers instants où les régions subissent un événement similaire.

Dans les figures 6.3, 6.4, 6.5 et 6.6, les distributions totales ont été décomposées en trois sous-distributions qui correspondent à l'évolution des différentes familles de régions HII définies dans le tableau 6.2. Les courbes de l'évolution moyenne de chaque distribution avec l'erreur sur la moyenne à trois sigma sont présentées en rouge pour les régions de type I, en vert pour le type II et en jaune pour le type III.

Une vue schématique de la dépendance de l'évolution des histoires locales de réionisation avec la masse des halos internes aux régions est donnée en figure 6.9. Premièrement, il apparaît que chaque classe de régions occupe une place bien définie dans la distribution totale dans chacun des modèles et peu importe la taille de boîte considérée. Plus le contenu en masse interne aux régions au moment de leurs fusions avec le fond UV est élevé, plus la durée de vie en isolation t_{life} des régions associées est élevée. De même, les régions avec les halos les plus massif au moment de la fusion (type III) sont celles qui présentent les volumes les plus importants. Ces tendances sont moins claires

dans le modèle S200 à cause du manque de statistique en terme de régions HII comparé aux autres modèles. Une explication naturelle réside dans le fait que les régions HII présentant les halos les plus massifs au moment de la fusion sont des régions dont les halos progéniteurs ont eu assez de temps (un grand t_{life} de la région) pour accréter de la masse de matière significative. De plus, ces régions de type III apparaissent en début de simulation et ne peuvent plus être détectées après un certain temps cosmique d'apparition (environ 750 et 600 millions d'années après le Big-Bang respectivement pour S200 et H200 et environ 650 et 450 millions d'années après le Big-Bang respectivement pour S50 et H50). Il apparaît donc que seules les régions qui apparaissent tôt dans un Univers majoritairement neutre vont pouvoir avoir une longue durée de vie en isolation et donc présenter un grand volume et une grande masse inscrite au moment où elles voient le fond UV. Au contraire, les régions avec des masses internes moins importantes au moment où elles voient le fond UV (types I et II) sont des régions avec une durée de vie plus faible (un petit t_{life} de la région) que les régions de type III. Leurs halos associés ont donc une durée d'accrétion plus courte, ce qui explique les plus petites masses observées au moment de la fusion. De plus ces régions de type I et II peuvent apparaître à n'importe quel moment dans la simulation contrairement aux régions de type III. En résumé ces régions peuvent être de rares régions apparaissant tôt dans l'Univers majoritairement neutre mais fusionnant rapidement avec une régions plus large voisine. Alternativement, ces régions peuvent être des régions apparaissant plus tard dans un environnement majoritairement ionisé et fusionnant, de manière inhérente, rapidement avec le fond UV déjà bien établi. Il en découle naturellement qu'elles expérimentent une durée d'accrétion plus courte que les régions de type III ce qui explique leur plus faible masse inscrite au moment de la fusion.

6.3 Réionisation locales vues à $z = 0$

A partir des données brutes extraites des simulations relatives au suivi des diverses histoires locales de réionisation, l'objectif de cette section est d'étudier l'histoire de réionisation passée des galaxies observées aujourd'hui à $z=0$. Pour faire ceci, la démarche adoptée consiste à calculer la masse qu'aurait le halo interne à chacune des régions HII à $z=0$. La forme fonctionnelle à deux paramètres de McBride et al. (2009) extraite à partir de simulations sera utilisée en vue d'un tel calcul. Pour calculer la masse à $z=0$ dans les régions HII, il faut dans un premier temps statuer sur l'instantané de la simulation à considérer à partir duquel la masse du halo sera extrapolée jusqu'à $z=0$. Dans cette étude, la masse du halo le plus massif à l'intérieur d'une région au moment de sa fusion majeure a été choisie. Dans le reste de l'exposé, les acronymes suivants seront utilisés : M_0 pour la masse calculée à $z=0$ et M_f pour la masse du halo le plus massif au moment de la fusion utilisée pour le calcul de M_0 . Dans ce

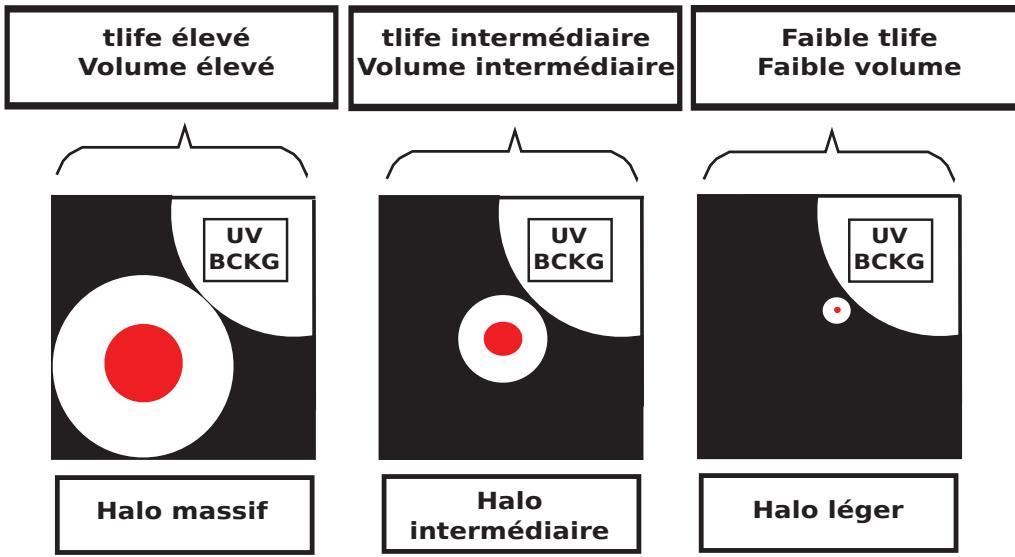


FIG. 6.9 – Illustration de l'évolution des durées de vie et volumes typiques des régions avant de subir une fusion avec le fond UV en fonction de la masse de leur halo le plus massif au moment de la fusion majeure.

contexte, nous essaierons donc de quantifier comment les propriétés des histoires de réionisation locales varient en fonction de la masse M_0 des galaxies observées aujourd'hui.

6.3.1 Modèle d'accrétion de masse moyenne des halos de matières noires

Les derniers stades d'évolution de nos simulations se situent à des redshifts de l'ordre de $z \sim 5$ et il est très difficile de suivre l'évolution du champ de densité jusqu'à $z=0$ pour des résolutions comme les nôtres avec 1024^3 cellules, 1024^3 particules de matière noire et des tailles de boîte de 200 et 50 Mpc/h de côté. En effet, les non-linéarités s'accroissant de manière significative à ces instants là, le temps de calcul nécessaire pour faire le suivi de l'évolution du champ de densité devient considérable. Plutôt que de faire évoluer des simulations jusqu'à $z=0$ en vue de statuer sur le contenu en terme de halos de matière noire de chaque région HII, nous avons choisi d'utiliser le modèle d'accrétion moyenne en masse des halos de matière noire obtenu par McBride et al. (2009).

Ce modèle permet de calculer la masse $M(z)$ d'un halo de matière noire au redshift z connaissant sa masse M_0 à $z=0$. C'est un modèle à deux paramètres comme suit :

$$M(z) = M_0(1+z)^\beta e^{-\gamma z} \quad (6.1)$$

Les paramètres γ et β sont ajustés à partir des simulations de la manière suivante :

$$\gamma = \frac{\ln(2)}{z_f} \quad (6.2)$$

et

$$\beta = 0.25 \times \log_{10} \left(\frac{M_0}{10^{12}} \right) + 0.29 + \gamma \quad (6.3)$$

Où z_f est un troisième paramètre qui correspond au redshift auquel le halo de matière noire avait la moitié de sa masse actuelle à $z=0$: $M(z_f) = M_0/2$. A partir de leurs simulations, McBride et al. (2009) le paramètre $\langle z_f \rangle$ moyen peut être ajusté avec l'expression suivante :

$$\langle z_f \rangle = -0.24 \times \log_{10} \left(\frac{M_0}{10^{12}} \right) + 1.26 \quad (6.4)$$

L'équation 6.1 permet de trouver la masse $M(z)$ à un redshift z donné à partir de la masse M_0 du halo à $z=0$. Or, dans notre cas, nous avons seulement accès à la masse à l'intérieur des régions jusqu'à la fin de la simulation à $z \sim 5$. Par conséquent, dans le but de trouver la masse des halos M_0 à l'intérieur de chacune des régions nous devons trouver la racine de l'équation suivante :

$$M_0(1+z)^\beta e^{-\gamma z} - M(z) = 0 \quad (6.5)$$

avec $M(z)$ la masse au redshift z à laquelle on a accès dans tout les instants des simulations grâce au catalogue. Dans le cas précis de cette étude, $M(z)$ a été considéré comme la masse du halo le plus massif pris dans l'instantané correspondant à la fusion majeure de la région HII associée. Ensuite l'équation 6.5 a été résolue au moyen d'une méthode de la sécante pour rechercher des zéros de fonctions.

La figure 6.10 représente l'évolution du taux d'accrétion des halos de matière d'une masse donnée en fonction du temps cosmique auquel on calcule M_0 . Le taux d'accrétion à un redshift donné augmente avec la masse du halo de matière noire. De plus, pour une même masse de halo donnée prise à plusieurs temps cosmiques différents, le taux d'accrétion diminue avec le temps cosmique. Il est donc attendu de trouver des masses M_0 pour les halos à $z=0$ qui seront d'autant plus grandes que leur temps cosmique de détection est petit. En effet, un halo apparu tôt pourra accréter pendant une plus grande durée qu'un halo

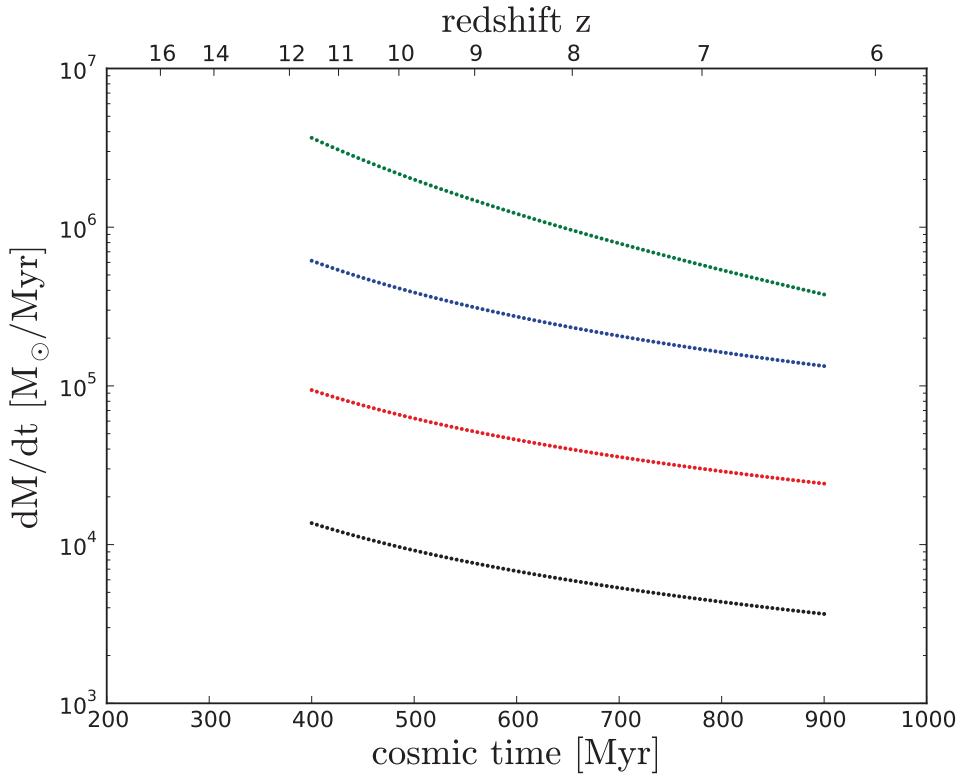


FIG. 6.10 – Dépendance avec le temps cosmique du taux d'accrétion dM/dt des halos de matière noire en M_\odot/Myr . On représente l'évolution du taux d'accrétion pour quatre halos de matière noire de masse données de 1×10^8 , 1×10^9 , 1×10^{10} et $1 \times 10^{11} M_\odot$ représentés respectivement avec les courbes noire, rouge, bleue et verte en pointillés.

qui apparaît plus tard. De surcroît, un halo aura un taux d'accrétion d'autant plus élevé qu'il est apparu tôt dans l'histoire cosmique.

6.3.2 Dépendance des histoires locales de réionisation avec M_0

Les figures 6.11 et 6.12 représentent l'évolution de la distribution de la durée de vie t_{life} des régions HII en fonction de M_0 , respectivement pour les boîtes de 200 et 50 Mpc/h. La courbe blanche donne l'évolution moyenne à un sigma. En utilisant la même convention, les figures 6.13 et 6.14 représentent l'évolution du volume des régions avant leurs fusions majeures en fonction de M_0 , respectivement pour les boîtes de 200 et 50 Mpc/h. A ce moment de l'analyse, il ne sera fait aucune considération de la courbe noire qui sera introduite plus tard dans la fin de cette section.

Comportement global

Premièrement, il est rassurant d'observer la même évolution globale dans la distribution de chaque modèle peu importe le modèle de sources ionisantes considéré. Une augmentation de la durée de vie des régions est observée lorsque leur masse interne M_0 croît. Cette croissance de la durée de vie des régions est accompagnée par une croissance avec M_0 du volume qu'elles peuvent atteindre avant leur fusion majeure. Ces résultats ne sont pas surprenants en considérant le fait que plus la masse M_0 est grande, plus elle est associée à une région qui est née tôt dans l'histoire cosmique. En d'autres termes, plus une région est apparue tôt dans la simulation, plus son halo de matière noire dominant associé a eu le temps d'accréter de la masse. Or, il se trouve que plus une région est apparue tôt, plus elle tend à présenter un grand t_{life} et un grand volume (voir figures 6.11, 6.12 et figures 6.13, 6.14). En résumé, plus une galaxie (ou son halo central) a une grande masse aujourd'hui, plus son histoire locale de réionisation s'est déroulée longtemps de manière isolée du fait qu'elle est apparue tôt dans l'histoire cosmique lorsque l'Univers était majoritairement neutre.

Nous étudierons maintenant l'influence des modèles de sources ionisantes sur l'évolution moyenne de t_{life} et du volume des régions en fonction de M_0 . En premier lieu, les régions associées à des halos avec un faible M_0 présentent les mêmes évolutions peu importe le modèle considéré. Les halos avec les plus petits M_0 ($M_0 \sim 5 \times 10^{10} M_\odot$ pour les boîtes de 200 Mpc/h et $M_0 \sim 1 \times 10^9 M_\odot$ pour celles de 50 Mpc/h) présentent des régions HII avec des durées de vie de l'ordre de $t_{\text{life}} \sim 50$ Myr dans tous les modèles. Or, ces régions particulières correspondent à des régions qui sont apparues durant les dernières phases du processus de réionisation puisque leurs halos associés sont de faible masse. En effet, les halos détectés avec un faible M_0 sont des halos détectés tard dans la simulation qui n'ont pas eu le temps d'accréter de la masse de manière significative. Il n'est donc pas surprenant d'observer des évolutions comparables en ce qui concerne ces régions particulières puisque le champ ionisé est comparable entre les différents modèles au moment où ces régions apparaissent.

En revanche, il apparaît que les évolutions moyennes des modèles H présentent des pentes plus fortes que celles des modèles S. En effet, les régions générées par les halos présentant les plus grands M_0 atteignent des durées de vie plus grandes dans les modèles H. Les halos avec des masses de l'ordre de $M_0 \sim 5 \times 10^{12} M_\odot$ dans la boîte de 200 Mpc/h (respectivement $M_0 \sim 3 \times 10^{12} M_\odot$ dans celle de 50 Mpc/h) présentent des régions avec des durées de vie de l'ordre de $t_{\text{life}} \sim 300$ Myr dans les deux modèles H contre $t_{\text{life}} \sim 200$ Myr dans les deux modèles S. Intuitivement, les régions avec les halos présentant les plus grands M_0 sont les régions apparues le plus tôt dans les simulations. Les halos ont en effet eu d'autant plus de temps pour accréter de la masse de manière significative qu'ils sont apparus tôt dans l'histoire cosmique. Cela signifie donc que les premières régions détectées s'étendent de manière isolée plus longtemps dans les modèles H que dans les modèles S. En section 6.2.1, il a été établi

que les fronts d’ionisation relatifs aux régions des modèles H s’étendent moins rapidement que ceux associés aux modèles S. En effet, c’est le seul moyen d’obtenir une histoire générale de réionisation comparable entre les deux types de modèles en partant d’un plus grand nombre de sources dans les modèles H que dans ceux avec les particules stellaires. Cet effet permet d’expliquer comment les premières régions naissant dans un espace majoritairement neutre arrivent à vivre plus longtemps en isolation dans les modèles de halos que dans ceux avec les étoiles. C’est d’ailleurs ce que confirment les figures 6.13 et 6.14 qui montrent des volumes similaires de l’ordre de $\sim 10^4$ [Mpc/h]³ (respectivement $\sim 10^2$ [Mpc/h]³) dans la boîte de 200 Mpc/h (respectivement 50 Mpc/h) pour ces régions précoces peu importe le modèle de sources considéré. En d’autres termes, les régions s’étendent plus longtemps et moins rapidement dans les modèles H avant d’atteindre des volumes comparables à ceux des régions des modèles S qui ont été atteints plus rapidement sous l’action de sources plus puissantes.

On comparera maintenant l’influence de la taille de boîte en considérant un seul modèle de source à la fois, soit des comparaisons entre H200 et H50 ou S200 et S50. Il apparaît que les durées de vies moyennes des régions avant leurs fusions majeures soient plus élevées dans les boîtes de 50 Mpc/h pour des mêmes masses M_0 de halos. En effet, les régions avec des halos de masses de l’ordre de $M_0 \sim 5 \times 10^{10}$ M_\odot présentent des t_{life} de l’ordre de ~ 50 Myr dans les modèles S200 et H200 alors qu’elles présentent des t_{life} de l’ordre de ~ 150 Myr dans les modèles S50 et H50. Cette différence est retrouvée jusqu’aux M_0 les plus élevés avec les régions associées aux halos de l’ordre de $M_0 \sim 3 \times 10^{12}$ qui présentent des t_{life} d’environ 150 et 250 Myr pour S200 et H200 contre des t_{life} d’environ 250 et 300 Myr pour S50 et H50. Ces différences peuvent être expliquées par le nombre de sources qui est beaucoup plus important dans les modèles de 50 Mpc/h comparé à ceux de 200 Mpc/h. Il en résulte que l’émissivité des sources est beaucoup plus faible dans les boîtes de 50 Mpc/h en vue d’obtenir une évolution globale similaire entre les deux résolutions. Cette différence d’émissivité serait assez large pour que le front UV des régions soit assez lent pour que les régions vivent plus longtemps de manière isolée que leurs analogues dans les boîtes de 200 Mpc/h. Cet effet est appuyé par les figures 6.13 et 6.14 qui montrent que, durant toute la simulation, les régions des modèles de 50 Mpc/h atteignent des volumes au moment de voir le fond UV environ cent fois plus petits que ceux des régions des boîtes de 200 Mpc/h soit des rayons environ cinq fois plus petits.

Influence du choix de la masse pour le calcul de M_0

Enfin, on regardera l’influence sur les courbes d’évolution moyenne du choix de la masse utilisée pour calculer M_0 . L’analyse jusqu’à présent à été menée en étudiant les courbes moyennes blanches des figures 6.11, 6.12, 6.13 et 6.14. Ces courbes se basaient sur la masse M_f prise à l’intérieur des régions au moment de leur fusions majeures avec le fond UV pour calculer M_0 . Les mêmes distri-

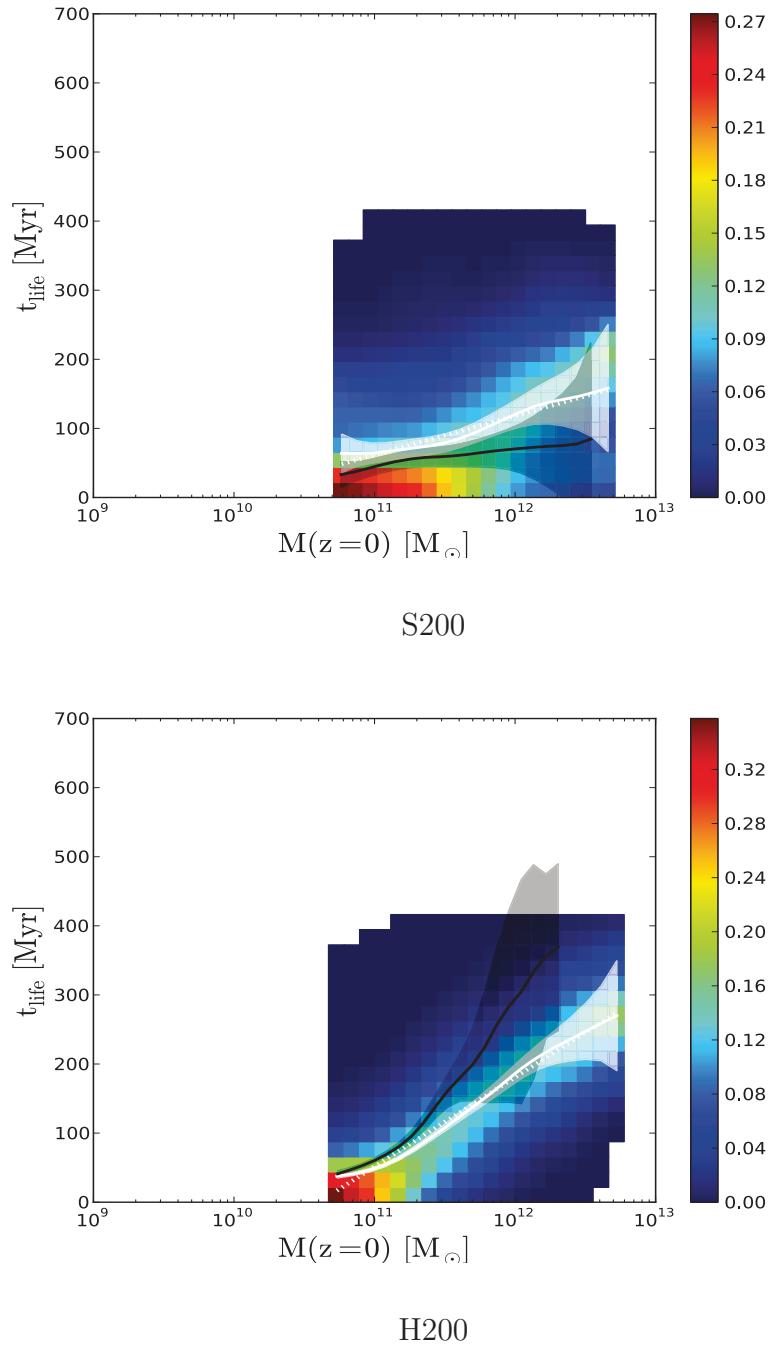
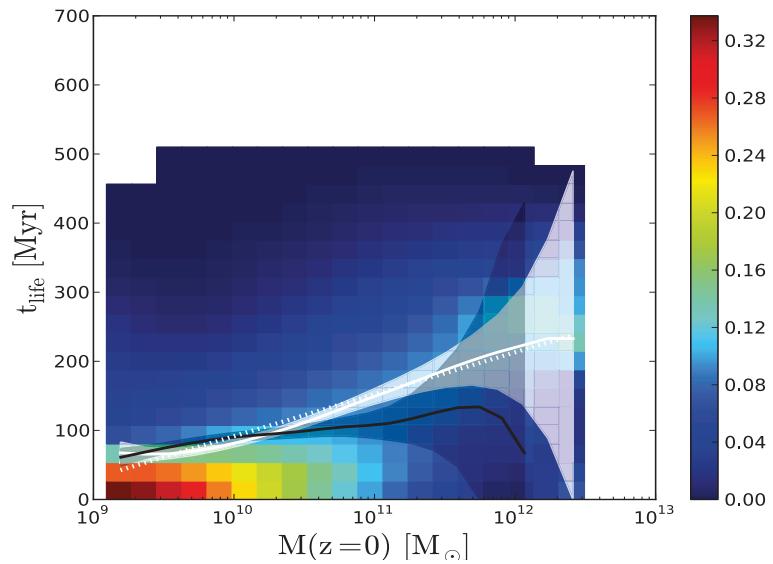
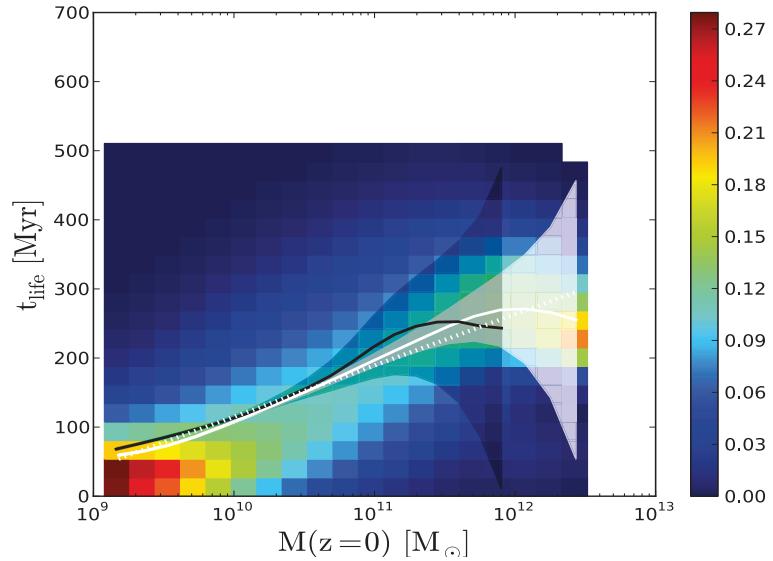


FIG. 6.11 – Distributions de l'évolution de la durée de vie des régions HII avant leurs fusions majeures en fonction de M_0 pour la boîte de 200 Mpc/h. La courbe blanche représente l'évolution moyenne avec l'erreur sur la moyenne à trois sigma.



S50



H50

FIG. 6.12 – Même figure que la figure 6.11 pour la boîte de 50 Mpc/h.

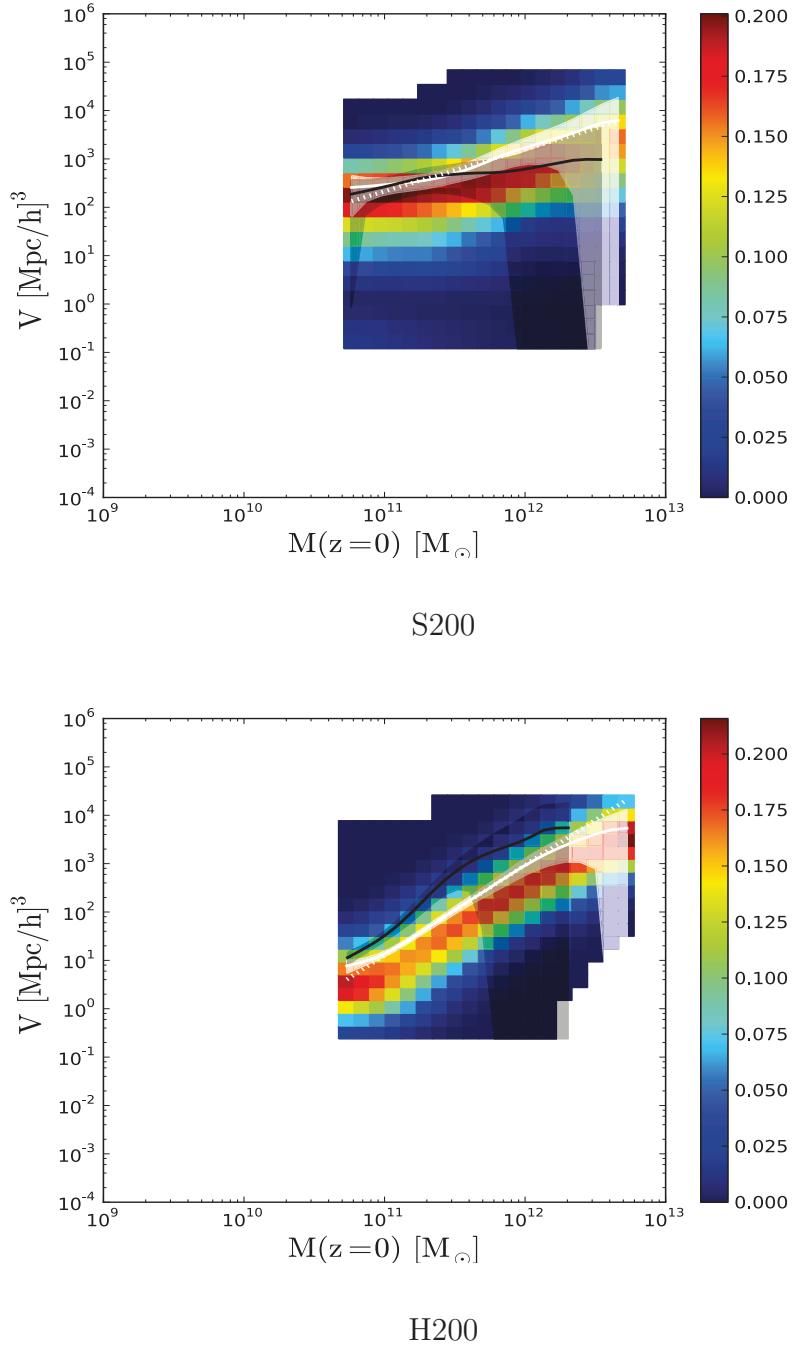


FIG. 6.13 – Distributions de l'évolution du volume des régions HII au moment de leurs fusions majeures en fonction de M_0 pour la boîte de 200 Mpc/h . La courbe blanche représente l'évolution moyenne avec l'erreur sur la moyenne à trois sigma.

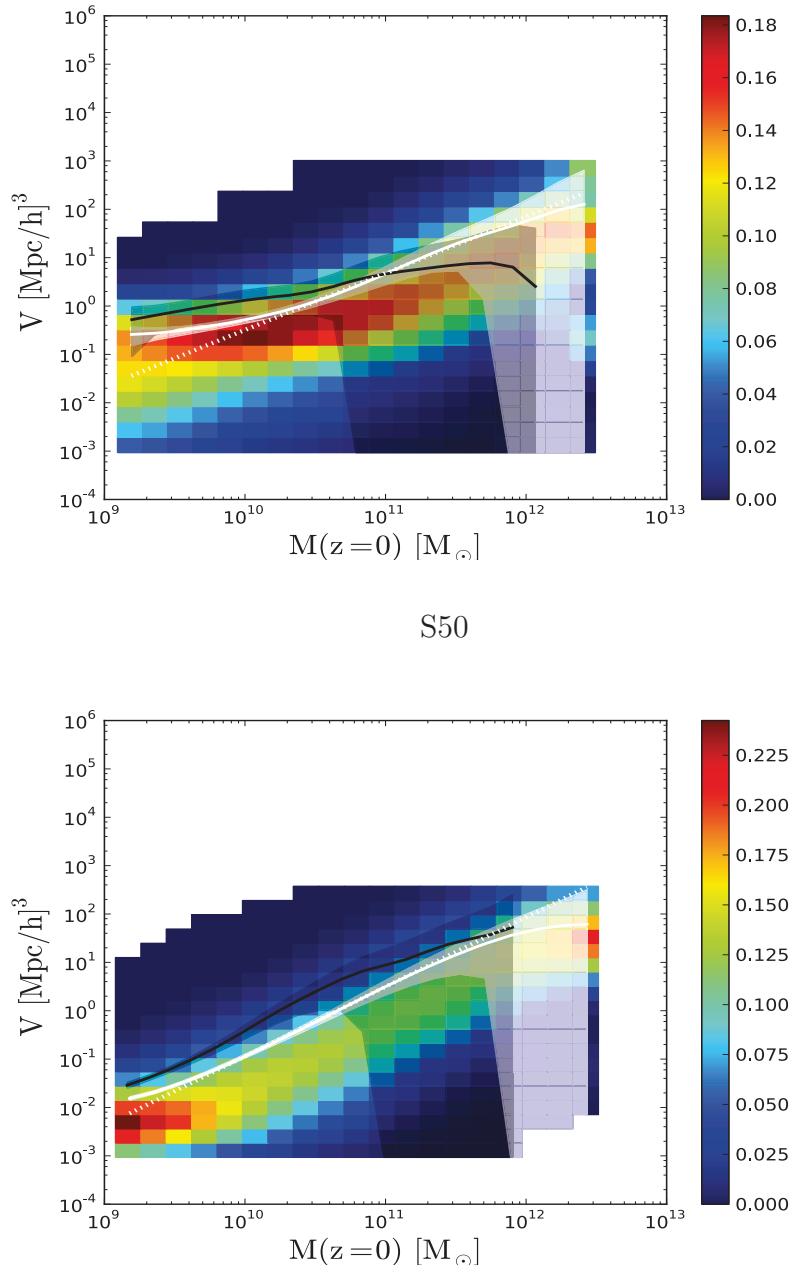


FIG. 6.14 – Même figure que la figure 6.13 pour la boîte de 50 Mpc/h.

butions et courbes moyennes ont été calculées avec la masse M_{app} des halos à l'intérieur des régions au moment de leur apparition. Les courbes moyennes relatives sont représentées dans les deux figures en noir à un sigma. A première vue, ces “nouvelles” évolutions moyennes suivent les mêmes tendances que les évolutions moyennes en blanc. Dans les deux cas, la durée de vie t_{life} et le volume des régions présentent une croissance avec les M_0 croissant.

En revanche, les deux types d’évolutions moyennes divergent d’autant plus que M_0 est élevé. En d’autres termes, plus les halos sont apparus tôt (grand M_0), plus les différences sont grandes entre les deux évolutions moyennes. Or, ces halos précoce sont ceux qui sont les plus difficiles à détecter. La détection systématique d’un halo dans chaque région est difficile avant que le champ de sources soit devenu stationnaire. Il est en effet plus difficile de rendre compte de la bonne fonction de masse des halos à haut redshift dans la simulation. Il serait donc plus probable de détecter un halo dans une région tard dans la simulation plutôt qu’au début. Par conséquent, les distributions calculées avec la masse M_f seraient obtenues avec un échantillon plus important que celles calculées avec M_{app} . C’est d’autant plus vrai quand M_0 est élevé et que les régions correspondantes sont apparues tôt dans la simulation.

Pour des valeurs plus faibles de M_0 , les régions associées correspondent à des régions apparues plus tard dans la simulation au moment où le champ de sources devient de plus en plus stationnaire. Il n’est donc plus étonnant de trouver des halos à l’intérieur de chaque région au moment de leur naissance. Par conséquent l’échantillon de régions utilisé pour le calcul des deux courbes moyennes devient de plus en plus comparable. C’est pourquoi il est observé que les deux évolutions moyennes deviennent de plus en plus comparables avec les faibles M_0 . Cela suggère que l’évolution moyenne est sensiblement la même peu importe l’utilisation de M_f ou M_{app} pour le calcul de M_0 pour ces régions. Cet effet peut être interprété comme une bonne correspondance entre l’histoire d’accrétion des halos de nos simulations avec celle générée par le modèle de McBride et al. (2009) détaillé en section 6.3.1. En effet la masse M_0 à l’intérieur d’une région donnée reste sensiblement la même peu importe le moment utilisé dans la simulation pour commencer le calcul de M_0 .

6.3.3 Comparaison aux simulations du Groupe Local

Notre groupe local de galaxies contient deux galaxies massives : la Voie Lactée (MW) et M31 qui présentent des masses similaires proches de $10^{12} M_{\odot}$. Il est intéressant de savoir si ces deux objets ont ionisé leurs environnements de l’intérieur vers l’extérieur ou bien si l’une des deux galaxies a subi l’influence de l’autre. En effet, l’interprétation d’une réionisation purement en isolation de la Voie Lactée permettrait d’apporter une explication à l’origine de la fonction de luminosité de ses satellites ainsi que sur l’origine de leur distribution radiale

(voir Ocvirk & Aubert 2011). Les études menées dans le chapitre 8, sur des simulations contraintes de la réionisation du Groupe Local, ont montré que la Voie Lactée et M31 ont essentiellement subi une réionisation en isolation sans influence de l'une sur l'autre. En revanche la proximité d'amas de galaxies massifs et proches comme Virgo (à une distance d'environ ~ 15 Mpc) pourraient être à l'origine de la réionisation du Groupe Local dans son ensemble en produisant un front UV qui atteindrait rapidement MW et M31 (see e.g. Iliev et al. 2011).

Les résultats des sections précédentes peuvent en principe apporter des éléments de réponses à toutes ces questions. Comme mentionné précédemment, les simulations de 200 Mpc/h de côté génèrent une représentation moins biaisée du champ de densité cosmique avec un volume assez large pour suivre l'évolution de grandes régions HII durant la période de réionisation. En considérant cette taille de boîte, les résultats montrent qu'une galaxie d'environ $3 \times 10^{11} M_{\odot}$ aurait réionisé son environnement de manière isolée durant environ $\sim 90 \pm 30$ millions d'années avec une régions HII d'un rayon typique de l'ordre de ~ 2.7 Mpc/h. Dans le chapitre 8, nous verrons que les simulations contraintes du Groupe Local (voir Ocvirk et al. 2013) génèrent des histoires locales de réionisation de la Voie Lactée ($M \sim 3 \times 10^{11} M_{\odot}$) et de M31 ($M \sim 8 \times 10^{11} M_{\odot}$) de l'ordre de 130 millions d'années pour le scénario avec l'émissivité des sources la plus en accord avec la nôtre, avec des régions HII avec un rayon de l'ordre de ~ 1 Mpc/h. La durée trouvée est en accord global avec nos mesures statistiques avec cependant un rayon bien inférieur. Etant donné la proximité de MW et M31, on ne peut pas s'attendre à obtenir des régions plus larges que ~ 1 Mpc/h de rayon. Cette valeur est donc bien plus faible que les valeurs trouvées dans l'étude menée dans ce chapitre où les mesures statistiques obtenues pour des halos de masses similaires incorporent aussi des galaxies de champ. Cette différence peut être la conséquence du caractère exceptionnel du Groupe Local qui implique que MW et M31 résident dans des régions très particulières du champ de densité qui ne sont pas forcément représentatives du champs global. Cela permettrait ainsi d'expliquer pourquoi les fronts d'ionisation sont moins étendus dans les simulations contraintes du Groupe local comparé à ceux trouvés dans nos simulations à l'échelle cosmologique.

En figure 6.15, une représentation schématique récapitulative de la réionisation d'un Groupe Local typique est donnée. Si l'on considère le Groupe Local dans son ensemble comme un seul objet massif d'environ quelques $10^{12} M_{\odot}$, les résultats de notre étude suggèrent qu'une région HII associée aurait pu s'étendre de manière isolée pendant environ 130 ± 40 millions d'années et atteindre un rayon d'environ 4-5 Mpc (dans la boîte de 200 Mpc/h) avant de voir un front UV extérieur. En d'autres termes, un volume assez large pour inscrire le Groupe Local dans son ensemble avant de voir un autre front. Ainsi, il apparaît statistiquement que le Groupe Local aurait vu son contenu réionisé

par ses seules sources en ne subissant aucune influence externe comme le front UV de Virgo par exemple. De tels résultats pourraient être confirmés par des simulations du processus de réionisation contenant d'un côté un Groupe Local bien contraint et de l'autre un amas de masse proche de celui de Virgo situé à une distance correcte.

6.4 Conclusions

Les informations que l'arbre a permis de mettre en lumière en ce qui concerne l'évolution des histoires de réionisation locales dans les simulations seront résumées. Dans ce chapitre, l'arbre de fusion a été utilisé en vue de générer un catalogue qui avait pour vocation de faire le suivi individuel de chacune des régions HII apparues dans une simulation donnée. Deux modèles distincts de sources ionisantes ont été étudiées à deux résolutions différentes correspondant à des tailles de boîte de 200 et 50 Mpc/h de coté. Les deux modèles de sources étudiés sont une partie des modèles déjà analysés dans le chapitre précédent 4 qui ont les caractéristiques suivantes résumées brièvement :

- Le premier est un modèle où les halos de matière noire sont utilisés comme sources ionisantes (modèles H200 et H50).
- Le deuxième est un modèle qui utilise les particules d'étoiles générées par RAMSES comme sources ionisantes dont les émissivités sont décroissantes avec le temps (modèles S200 et S50).

Pour chacune des quatre simulations étudiées, un catalogue des propriétés des régions HII a été construit grâce à l'arbre de fusion. Ces catalogues permettent de faire le suivi temporel des propriétés de chacune des régions ionisées apparues dans une simulation de leur naissance jusqu'à la fin de la simulation. Les propriétés principale dont le suivi a été entrepris et qui ont été utiles à l'étude menée dans ce chapitre peuvent être résumée comme suit :

- l'évolution du volume des régions.
- L'évolution volume total des régions qui fusionnent avec chaque région.
- L'évolution du contenu en masse interne aux régions sous forme de halos de matière noire.

A partir du suivi de ces propriétés, le but de ce chapitre a été d'étudier l'évolution des histoires locales de réionisation relative à chaque région. La définition adoptée en vue de caractériser une histoire locale de réionisation est la suivante : Entre le moment de naissance d'une région et jusqu'à ce qu'elle subisse une fusion majeure, la région est considérée comme subissant une histoire de réionisation en isolation dite "locale". La fusion majeure dans cette étude a été définie comme le moment où le volume total des régions qui fusionnent avec une région donnée est supérieur ou égal au volume actuel de cette région. Dès qu'une région HII subit une fusion majeure, il a été considéré

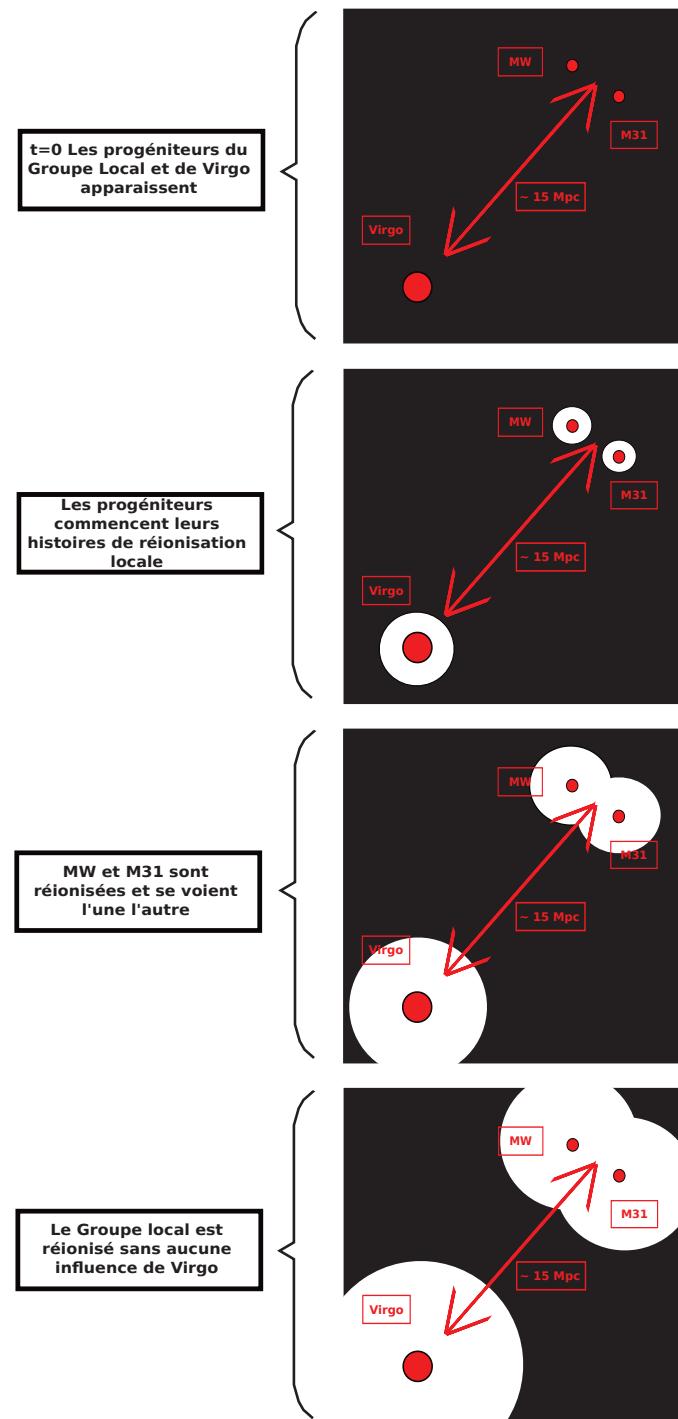


FIG. 6.15 – Illustration de la réionisation du Groupe Local comme suggéré par l'analyse statistique menée dans l'étude. La région HII associée au Groupe Local atteint un rayon d'environ 4-5 Mpc/h avant de voir un fond UV extérieur ce qui est bien inférieur à sa distance avec Virgo de l'ordre de ~ 15 Mpc.

que la région devient alors une partie intégrante du fond UV global. C'est un moyen d'étudier comment une ou quelques galaxies voient l'ionisation progressive de leur contenu sous l'influence de leurs propres sources uniquement en faisant abstraction de l'influence de galaxies distantes.

A partir de cette définition, plusieurs études ont été menées. Premièrement, l'analyse de la durée de vie des histoires locales de réionisation a été entreprise en fonction du temps cosmique d'apparition des régions HII associées. De même, l'étude de l'évolution du volume que les régions HII atteignent au moment où elle deviennent une partie intégrante du fond UV en fonction de leur temps cosmique d'apparition a été faite. Les résultats de cette première analyse peuvent être résumés comme suit :

- globalement, tous les modèles ont montré que la durée de vie des régions et leurs volumes avant de voir le fond UV diminuent avec l'augmentation de leur temps cosmique d'apparition. C'était attendu en considérant que plus une région apparaît tard, plus elle apparaît dans un environnement ionisé et donc proche d'une autre région HII.
- Le plus grand nombre de sources des modèles H conduit à des régions HII dont les fronts UV s'étendent plus lentement que dans les modèles S. Les sources moins nombreuses dans les modèles S conduisent à la génération de régions à croissance rapide en vue d'obtenir une même histoire globale de réionisation entre les deux modèles. Cette différence de vitesse des fronts UV permet d'obtenir des évolutions moyennes pour la durée de vie des régions qui sont similaires entre les deux modèles.
- La diminution de la durée de vie des régions avec le temps se déroule de manière plus abrupte dans les boîtes de 200 Mpc/h. Les volumes atteints par les premières régions dans les boîtes de 200 Mpc/h représentent une fraction plus significative du volume total que dans les modèles de 50 Mpc/h. Globalement, le processus d'installation du fond UV se déroule de manière plus soudaine à basse résolution dans les boîtes de 200 Mpc/h.

Une étude des histoires locales de réionisation en rapport avec le contenu en masse des régions HII a aussi été menée. Trois familles de régions HII ont été définies en regard de leur contenu en masse sous forme de halos au moment de leur fusion majeure. La comparaison des évolutions des durées de vie et des volumes des régions de ces différentes familles avec l'évolution moyenne globale de tout l'échantillon de région a été analysé. Les conclusions d'une telle étude peuvent être résumés en deux points.

- Globalement, il a été mis en évidence que plus la masse interne aux régions est élevée au moment de la fusion, plus la durée de vie et le volume des régions sont élevés.
- L'observation d'un volume et d'une durée de vie donnés pour une région permet de contraindre son contenu en masse au moment où elle voit le fond UV.

Dans une seconde partie, des prédictions quant aux histoires passées de réionisation des galaxies observées aujourd’hui ont été faites. Le modèle de McBride et al. (2009) a été utilisé en vue de calculer la masse M_0 des halos progéniteurs de chaque régions HII. L’analyse de l’évolution moyenne en fonction de M_0 de la durée de vie et du volume des régions avant leur fusion a été entreprise. Une telle étude ayant pour but de caractériser l’état d’une galaxie d’une masse donnée observée aujourd’hui au moment où elle a été incorporé dans le fond UV. Les conclusions de cette analyse sont résumées par les trois points suivants :

- Dans tous les modèles, il a été observé que plus une galaxie (ou un halo) est massive aujourd’hui, plus la durée de vie et le volume de sa région HII associée était élevé.
- Les galaxies les plus massives (avec les plus grands M_0) sont celles apparues le plus tôt dans les simulations. Les régions HII associées à ces galaxies massives dans les modèles H peuvent s’étendre plus longtemps que dans les modèles S avant de voir le fond UV. Cela explique pourquoi les galaxies avec de large M_0 présentent des régions avec des durées de vie et des volumes plus élevés dans les modèles H que dans les modèles S. Les galaxies de faible masse (avec les plus petits M_0) sont celles apparues le plus tard dans la réionisation et présentent des régions ionisées avec des durées de vie et des volumes comparables dans les deux modèles S et H.
- Une même évolution des histoires de réionisation locales est observée pour un même modèle aux deux résolutions de 200 et 50 Mpc/h. Un plus grand nombre de sources ionisantes est détecté dans les boîtes de 50 comparé à celle de 200 Mpc/h. Les régions dans la boîte de 50 Mpc/h présentent des durées de vie plus longues et des volumes plus petits que dans la boîte de 200 Mpc/h. Les fronts UV sont donc plus lents dans les boîtes de 50 Mpc/h pour obtenir une histoire de réionisation globale similaire à celle de la boîte de 200 Mpc/h.

Enfin, l’analyse des résultats a été entreprise en vue de faire des prédictions sur l’histoire passée de notre Groupe Local de galaxies. Les résultats de cette étude peuvent être résumés comme suit :

- Des halos avec des masses de l’ordre de ceux de MW et M31 auraient réionisé de manière isolé durant $\sim 90 \pm 30$ millions d’années avec une régions HII d’un rayon typique de l’ordre de ~ 2.7 Mpc/h.
- Ces résultats sont difficilement comparables à des simulations contraintes du Groupe Local où les durées de réionisation de manière isolée de ces deux galaxies sont de l’ordre de environ 130 millions d’années dans les scénarii les plus extrêmes avec une région de l’ordre de ~ 1 Mpc/h de rayon. Dans notre cas, des rayons environ trois fois plus grands sont trouvés pour des galaxies de masses comparables du fait que notre étude statistique prend en compte les galaxies de champ. L’étude statistique ne

serait donc pas représentative du caractère particulier du Groupe Local qui réside dans une région biaisée du champ de densité.

- En assimilant le Groupe Local à un seul objet de quelque fois $10^{12} M_{\odot}$, l'étude tend à montrer que sa réionisation de manière isolée se serait déroulée sans influence d'un front UV externe comme celui de Virgo par exemple. En effet, la taille que la région HII associée atteint avant de rencontrer le front UV d'une autre région est de l'ordre de $\sim 4 - 5$ Mpc de rayon, ce qui est assez large pour contenir tout le Groupe Local.

Article ‘Local reionizations histories with merger tree of HII regions’.

Local reionizations histories with merger tree of HII regions

Jonathan Chardin*, Dominique Aubert, and Pierre Ocvirk

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

Accepted / Received

ABSTRACT

Aims. We investigate simple properties of the initial stage of the reionization process around progenitors of galaxies, such as the extent of the initial HII region before its absorption by the UV background and the duration of its propagation.

Methods. We have investigated the multiple reionization histories in a set of four simulations where we have varied the ionizing source prescriptions and the resolution of the simulations. By using a merger tree of HII regions we made a catalog of the HII regions properties. As the HII regions undergo a major merger event, we considered that the region belongs to the global UV background. By looking at the lifetime of the region and their volume at this moment we draw typical local reionization histories as a function of time and investigate the relation between these histories and the halo masses inside the regions. By using a motivated functional form for the average mass accretion history, we extrapolate the mass inside the region at $z = 0$ in order to make predictions about the past reionization histories of galaxies seen today.

Results. We found that the later an HII region appears during the reionization period, the smaller will be their related lifetime and volume before they see the global UV background. This is a normal consequence of the overlap of ionized patches that reduce the neutral volume available for I-front propagation. However, quantitatively the duration and the extent of the initial growth of an HII region is strongly dependent on the mass of the inner halo and can be as long as $\sim 50\%$ of the reionization. We extrapolate the mass of dark matter halos at high z to $z=0$ and the quantitative prediction differs depending on the box size or the source model: while enforcing similar global reionization histories, small simulated volume promote proximity effects between HII regions and halo-based source models predict smaller regions and slower I-front expansion. Applying this extrapolation to the Local group leads to a maximal extent of 2.7 Mpc/h for the initial HII region around a typical Milky Way that established itself in ~ 100 Myrs. This is a significantly larger volume than prediction made using constrained Local group simulation, emphasizing the impact of M31 compared to our statistical constrain. Considering the whole Local group, our result suggests that statistically it should not have been influenced by an external front coming from a Virgo-like cluster.

Key words. Reionization, HII regions, first stars - Methods: numerical

1. Introduction

The reionization is a global transition event that saw the neutral atomic content of the Universe changed back to an ionized state. This transition would end between $z \sim 11$ (Komatsu et al. 2009) and $z \sim 6$ (Fan et al. 2006 and Willott et al. 2007) respectively according to observations of the diffusion of CMB photons on the electrons released during reionization and the absorption features in the spectra of high-redshift quasars. It is now a challenge to properly understand this period in order to explain the impact of radiation of the first sources and their imprints on the structure formation or the temperature evolution.

However reionization is also a local process, at least in its earliest stages. Before the large ionized patches overlap toward the end of the process, the onset and the growth of HII regions is expected to present a scatter that depends at least partly on local properties. For instance a typical cosmic reionization history present a sharp drop in neutral fraction between $z=9$ and $z=6$, whereas specific regions have obviously been reionized for a few hundred millions of years at this stage : the history of the average neu-

tral fraction is not necessarily representative of any local reionization history. This is especially true around sources hosted by galaxy progenitors which reionized first. The I-front propagations, the recombination rates, the merging of small local ionized patches depend on e.g. the local source and baryons distribution as well as their local evolution. In a modelization context where reionization may provide an answer to e.g. the distribution of satellites around galaxies, it is of prime importance to know if the rise of the UV flux is similar to an average cosmic background or conversely strictly constrained by the local buildup of sources and I-fronts. An example is the dwarf galaxies in the Local group that present well established number and radial distributions that challenge the standard LCDM framework (see Klypin et al. 1999, Moore et al. 1999). It has been shown that a local reionization process (see e.g. Ocvirk & Aubert 2011 or Ocvirk et al. 2013), with UV photons produced by a central lighthouse (such as the Milky Way or M31) could provide a radiative feedback that leads to better fits to the data than an external UV background. It suggest that the local group experienced a local inside-out reionization, isolated from external contributions for a sufficient time. One may then ask if this assumption is reasonable for the con-

* e-mail: jonathan.chardin@astro.unistra.fr

stituents of the Local Group, is it a frequent or a peculiar configuration? More generally how long does it take for a galaxy to be influenced by the cosmological UV background and the duration of its isolation could be crucial to the initial buildup of its stellar and baryonic content. Hereafter we name this process *local reionization*, for this initial growth of an HII region in isolation, before it ends up connecting with the great patches that establish the UV background.

Now, a lot of effort have been made in order to properly model the phenomena thanks to the advent of the radiative transfer code (see Iliev et al. 2006, Iliev et al. 2009 and Iliev & Collaboration 2009 for a comparison between these codes). The radiative transfer runs can be realized on dark matter fields by directly considering the dark matter halos as ionizing source sites (see Iliev et al. 2006, Mellema et al. 2006 and Iliev et al. 2007 for example). The runs can also be post-processed on hydrodynamical simulations that previously generate a field of star particles assumed as ionizing sources (see Aubert & Teyssier 2010 and Chardin et al. 2012 among others). Finally, recently, some authors have begun to include the radiative transfer steps directly during the hydrodynamical evolution steps of the gas (see Krumholz et al. 2007, Hasegawa & Umemura 2010, Wise & Abel 2011 and Finlator et al. 2011). Such new methods enable to apprehend the retro-action of the radiations on the star formation and allow to achieve more and more realistic simulation of the reionization process.

Previous authors have focused their investigations on the evolution of the HII regions in simulation of cosmic reionization. Studies on static HII region fields taken at different redshifts were undertaken in order to characterize the HII region sizes (see Furlanetto et al. 2004, Furlanetto et al. 2006, Zahn et al. 2007 and Shin et al. 2008) or shape (see McQuinn et al. 2007, Croft & Altay 2008 for example). Recently, Friedrich et al. (2011) have focused on the evolution of the HII region sizes during entire simulations with the idea to characterize the impact of the method used for the HII region detection. Recently, in Chardin et al. (2012) we studied such a dynamical evolution in cosmological simulation by using a merger tree of HII regions which is comparable to previous merger tree methodology used to investigate the assembly history of dark matter halos in simulations (see e.g. Lacey & Cole 1993). Such a merger tree aims at tracking the evolution of the properties of each HII region appeared during a simulation such as their volume or their merger rate. We put in evidence how such a methodology help us to constrain the impact of the simulations parameters, such as the ionizing source recipes or the resolution, on the global morphology of the process. In essence this technique focus on the ‘average behavior’ of individual histories ($\langle x_{\text{ion}}(t) \rangle$) of reionizations rather than the behavior of the ‘history of the average reionization’ ($\langle \langle x_{\text{ion}} \rangle(t) \rangle$).

In the current paper, we propose to show how the merger tree methodology enable us to go further by characterizing the *local* reionization histories induced by a single or a few galaxies. Our main ambition is to investigate simple properties of these initial local stages of reionization such as

- the isolation duration, i.e. how long does it take for an HII region to merge with the large ionized patches that set the UV background.
- the final volume, i.e. how large are these patches when they become part of the overlapping process.

and track their evolution during the reionization (for $z > 6$) as well as their dependence on the local dark matter halos mass.

For this purpose, we ran cosmological simulations with radiative post-processing to produce realistic history of reionization down to $z \sim 6$ and we produced catalogs of the evolution of the HII regions properties for each of the ionized patches detected during a given simulation. From such a catalog, we can thus study the ionized region properties, such as their volume or lifetime before they see the UV background.

In a second time we propose to go beyond and to show how such a study allows us to link the past local reionization properties with galaxies that we observe today. We use an Average Mass Accretion History (AMAH) model derived from McBride et al. 2009 in order to calculate the mass M_0 that the dark matter halo progenitors of the HII regions would have today at $z = 0$. Then, we investigate the relation between these masses and the lifetime or the volume of the related ionized regions before they see the UV background.

This paper is organized as follows: In Sect. 2, we present the simulation properties studied in this paper. Then, in Sect. 3 we detail the methodology used to investigate the local reionization properties in the simulations. In Sect. 4 we present our results directly extracted from the simulations before making predictions about the reionization histories of galaxies seen today in Sect. 5. We finally conclude and show the prospects that naturally arise from this study in Sect. 6.

2. Simulations

The simulations used in the current analysis were produced for the investigations described in Aubert & Teyssier (2010) and full details can be found in this article. The same set of simulated data has also been used in Chardin et al. (2012) where an extensive discussion of the UV sources models is provided. Therefore we will limit the description of the simulations to the most important general features.

2.1. Gas dynamics & radiative post-processing

The dynamics of the gas and dark matter is provided by the simulation code RAMSES that handles the related physics on adaptive meshes that increase resolution where required. Gas dynamics is solved thanks to a 2nd order Godunov scheme combined to an HLLC Riemann solver. Collisionless dynamics is tracked from dark matter particles according to a gravitational potential provided by a multi-resolution multi-grid solver. Stellar particles are generated on the fly using the methodology described by Rasera & Teyssier (2006). Initial conditions were produced with the MPGRAFIC package (Prunet et al. 2008) according to the WMAP 5 constraints on cosmological parameters (Komatsu et al. 2009). Two box sizes were considered, 50 Mpc/h and 200 Mpc/h, to assess finite volume and resolution issues, both of them with a coarse resolution of 1024^3 with 3 additional levels of refinements. In addition to a larger spatial resolution, the 50 Mpc/h simulation has a more efficient source formation and has therefore a finer description of the overlap process during the reionization with smaller and more numerous HII regions. However its density field is subject to finite volume effects and cannot therefore include rare density peaks (and associated

sources or absorbants) that may be expected from a random 50 Mpc/h cube picked out from a greater volume. Furthermore, the mean free path of UV photons can be as large as a few tens of comoving Mpc and large HII regions of tens of comoving Mpc radii can be found even at early stages of reionization (see e.g. Iliev et al. 2006). Therefore the 50 Mpc/h simulations is rather used to analyze potential resolution effect whereas the 200 Mpc/h has a more realistic description of the cosmic variety of sources, densities and HII regions albeit at lower resolution.

Radiative transfer is treated as a post-processing step, using the ATON code (Aubert & Teyssier 2008 Aubert & Teyssier 2010). The methodology relies on a moment-based description of the radiative transfer equation, following the M1 approximation that provides a simple and local closure relation between radiative pressure and radiative energy density. The code takes advantage of GPU acceleration to solve the conservative equations in an explicit fashion while satisfying a very strict Courant condition set by the speed of light. The calculations used here consider only a single group of ionizing photons, with a typical energy of 20 eV which assumes a 50000 K black-body spectrum for the sources (see also Baek et al. 2009). Radiative transfer has been performed at the same resolution as the hydrodynamic coarse grid (i.e. 1024^3) but the current analysis is based on degraded versions (512^3) of the outputs of ATON. The post-processing ran on 64-256 GPUs configurations of the Curie-CCRT supercomputing facility.

2.2. Ionizing source models

In this work we consider two kinds of UV source models. One relying on the RAMSES self-consistent stellar particles, the other on the dark matter halos present in the simulations. The difference and the similarities between the models are discussed in extenso in Chardin et al. (2012). The emissivities are described below and were chosen to have a good convergence between the models and resolution regarding the global reionization histories: the simulations all achieve half reionization by $z \sim 7.2 \pm 0.2$ and full reionization by $z \sim 6.2$, having produced typically 2 photons per baryons. Because emissivities are arbitrarily modulated to provide realistic and comparable reionization histories, these models mostly serve to provide locations of sources consistent with the large scale distribution of matter rather than being an absolute model for the sources. Overall, stellar particles are too scarce because of the lack of resolution and star formation is not converged: their emissivities must therefore be enhanced compared to their actual mass in order to achieve a complete reionization by $z \sim 6$. Halos are as expected more numerous than stellar particles (by an order of magnitude typically) and produce a greater number of low luminosity sources. Still, reionization histories are similar to the one obtained from stellar particles and it has been showed in Chardin et al. (2012) that halos and star based reionizations produce similar HII regions percolation histories as soon as small 'bubbles' created by small halos have merged.

- Star model

As already said, we first use the star particles generated self-consistently with the RAMSES code as ionizing sources. The star formation criterion follows the

same recipe as in Rasera & Teyssier (2006): above a given baryon over-density ($\delta \sim 5$ in our case), gas transforms into constant mass stars ($1 \times 10^6 M_\odot$ and $2 \times 10^4 M_\odot$ in 200/50 Mpc/h boxes) with a given efficiency ($\epsilon = 0.01$). The raw emission of a stellar particle is 90 000 UV photons per stellar baryons over its lifetime (taken to be equal to 20 Myrs) and is augmented by a factor 3.8/30 for the 50/200 Mpc/h simulations to produce similar reionization histories. Hereafter we will refer to the associated simulations with S50 and S200.

- Halo model

As an alternative we consider a simple ionizing source prescription based on dark matter halos as in Iliev et al. (2006). Each halo is assumed as an ionizing source with a rate of photon production \dot{N}_γ proportional to the halo mass M such as:

$$\dot{N}_\gamma = \alpha M \quad (1)$$

where α is the constant emissivity coefficient. We have chosen values of $\alpha = 5.9 \times 10^{43}$ and $\alpha = 3.5 \times 10^{42}$ photons/s/ M_\odot for both 200 and 50 Mpc/h boxes, respectively. Halos were detected with the parallel FOF finder of Courtin et al. (2011) with a minimal mass consisting of 10 particles, corresponding to $9.8 \times 10^7 M_\odot$ and $6.3 \times 10^9 M_\odot$ in the 50 and 200 Mpc/h simulations. Halos do not have a finite lifetime and unlike the stellar UV sources, halos come with a range of mass, hence a range of luminosities. These parameters were chosen to produce reionization histories similar to the stellar particles driven models. As previously, these models will be referred as H200 and H50 for the two box sizes.

3. Merger Trees of HII Regions

The merger tree tracks the evolution of individual HII regions: it allows to study both local reionizations and also provides a way to quantify the evolution and geometry of the global percolation process. In the current work we will mostly focus on the first aspect. The HII region merger tree methodology is fully described in Chardin et al. (2012) and we will focus here on novel aspects compared to this previous work.

3.1. Merger tree of HII regions

Building the merger tree is a two stages process.

- FOF identification

The first step aims at identifying the different HII regions in each snapshot of the simulation with a *friend-of-friends* (FOF) algorithm. Firstly, we define a ionization criterion to decide if a cell is ionized or not. In this paper we chose that a cell is ionized if its ionization fraction $x \geq 0.5$. We demonstrated in Chardin et al. (2012) that the related HII region size distribution is almost unchanged when we vary this threshold. Second, we begin the exploration of the cosmological box and each time we encounter an ionized cell we begin an HII region identification. The basic idea is to mark with an identification number (ID) the ionized cells belonging to the HII region being explored and to mark all the cells

explored (neutral or ionized) as visited. The algorithm proceed by scanning each time the six nearest neighbors of the ionized cells encountered and to diffuse the ID from ionized near neighbors to ionized near neighbors. We repeat this task for all ionized cells that are still unvisited until the box is totally explored and we repeat this operation for all the snapshots of the simulation.

- Merger tree

The second step consists in the construction of the merger tree itself. Firstly, we look at a snapshot at time t where the cells of an identified region are located and we look at the snapshot $t + 1$ what is the most common ID received by these cell. We can thus link two IDs for a same HII region between two consecutive snapshot of the simulation. Second, we repeat this task for all the HII regions between time t and $t + 1$. Finally we reproduce these operations between all consecutive snapshots to obtain the full merger tree of the simulation.

3.2. Catalog of HII regions

From the merger tree of all simulations we have derived a catalog of the HII region properties for all HII regions appeared in the simulations. We store for each new HII region a list of properties from the moment when the region appears until the end of the simulation. For each of these properties we fill out a list with a new occurrence for each snapshot of the simulation in its lifetime interval. Here we list the properties stored in our catalog for each HII region:

1. The list of the redshifts z
2. The list of the IDs
3. The list of the volume
4. The list of the number of merger with the HII region
5. The list of the related volume that merge with the region
6. The list of the number of dark matter halos enclosed inside the region
7. The list of the related total halo mass enclosed inside the region
8. The list of the mass of the most massive halo inside the region

In this paper we have derived such a catalog for the four simulations described in section 2. In the table 1 we summarize the number of new regions followed in all models as well as the all features of the simulations. As we can see the model with a box size of 200 Mpc/h suffer from a lack of HII regions and statistic compared to those with a box size of 50 Mpc/h. Moreover the halo source models tend to present more HII regions than the star particle models, as resolution is not high enough to generate a converged star formation history self-consistently. On the other hand, individual halo sources are dimmer than stellar sources to produce similar reionization history, i.e. to produce similar numbers of UV photons until $z \sim 6$.

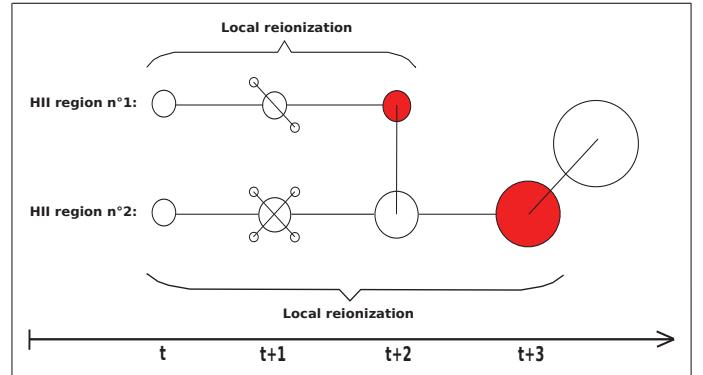


Fig. 1. Illustration of the follow-up of the ‘local reionizations histories’ for two HII regions. Red items symbolize that the HII regions undergoes a major merger event with an other region larger or equal in volume.

3.3. Local reionization evolution

Our main ambition is to know if there exists some tendencies in the local HII region evolutions that could depend e.g. on the considered redshift or class of halo mass. In this first study we will focus on the HII region lifetime, i.e. the amount time between the birth of a local ionized patch and the moment where it percolates with large connected ionized regions. During this time, the properties of the inner reionization depends mostly on its inner content, hence the ‘local’ denomination. This initial stage is therefore driven by the specificities of the investigated region : SFR, density distribution, clumpiness etc... Even environmental effects can be related to some extent to the inner sources properties: for instance massive halos are likely to have massive neighbors, because they emerge from the same rare event in the density field distribution. After the merging of the HII region, the same region of space will have access to radiation produced elsewhere and be part of the so-called ‘UV background’.

In this paper we have chosen that a region reach its first major merger when the total volume of the HII regions that merge with the region considered is above or equal to its current volume. In figure 1, we illustrate what is a ‘local reionization history’ according to our definition for two HII regions: until the region merge with one or multiple other regions whose the total volume is greater or equal to the current volume of the region we follow the properties of the region. The interval of time of this follow-up is the duration of its own ‘local reionization history’ and we will investigate its dependence on halo mass or redshift.

4. Evolution of lifetimes and final volumes of Local reionizations

Initially, we will present results directly extracted from the simulation. We will only focus on the evolution of the lifetime of the HII regions before their first major merger and their volume at this moment.

4.1. Lifetime and volume before the first major merger

Figure 2 presents the evolution of the distribution of the lifetime t_{life} of the HII regions before their first major

Model name	S200	H200	S50	H50
Box size [Mpc/h]	200	200	50	50
Source model	Star particles	DM halos	Star particles	DM halos
Number of new HII regions	2748	19902	15562	125408

Table 1. Characteristics of the simulations studied.

200 Mpc/h		
Type I	Type II	Type III
$[10^9 \leq M < 10^{10}]$	$[10^{10} \leq M < 10^{11}]$	$[M \geq 10^{11}]$
50 Mpc/h		
Type I	Type II	Type III
$[10^8 \leq M < 10^9]$	$[10^9 \leq M < 10^{10}]$	$[M \geq 10^{10}]$

Table 2. Bins of dark matter halo masses at the moment of the major merger for the three HII region families. The bins for each family are different depending on the resolution and are given for the two simulation box of 200 and 50 Mpc/h. The mass is given in solar mass unit.

merger as a function of their cosmic time of apparition t_{app} . Figure 3 presents the same evolution for the volume of the HII regions before their first major merger. It encodes the maximal extent of the local HII region growth around sources. In both figures, the white curves represent the evolution of the average of the distribution and the white shaded region stand for the 3σ uncertainty on this average.

It is reassuring to note first that the same global (and expected) evolution for the distribution is found in all simulations: t_{life} decreases steadily with time. This drop is accompanied by a similar decrease in volume in all models. This is naturally explained by considering that as time passes a smaller volume remains neutral in the Universe. Thus, for the new regions emerging in the late phase of the reionization, the proximity effect with older regions is accentuated. Their life duration is thus naturally shorter than for early regions that appeared in an environment mostly neutral and their growth becomes also more limited.

• Global evolution

Let us consider first compare source models (H50 versus S50 or H200 versus S200) : for the two box sizes, we note that the mean curves are very similar from one model of ionizing sources to another. At face value, these similarities between the two ionizing source models is surprising considering the differences in the number of sources involved from one model to another. Indeed, we would expect to find shorter lifetime in the halo models because of the higher number of ionizing sources compared to the star models. This should promote proximity between the ionizing sites and thus encourage a more rapid merger between HII regions compared to star model if we assume that the regions grow at the same rate between the two models. But the models were tailored to provide similar global reionizations histories and therefore a similar number of total emitted photons is shared among a greater number of halos compared to stellar models. Hence we may expect slower I-fronts in H sim-

ulations and when one consider the final volumes in figure 3, one can see that H models tend to present smaller pre-merging regions than their S models counterparts: sources that are individually weaker in H simulations produce smaller ionized patches, with slower I-front to produce similar durations of isolation. It should also be noted that the oldest regions (with the smallest t_{app}) present similar volumes before the major merger in the two models (respectively $\sim 10^4$ and $\sim 10^2$ Mpc 3 /h for the 200/50 Mpc/h box sizes). At the earliest times, regions grow in the same manner (duration and volume) whichever model is considered. It could imply that a good match between self-consistent stars and halos exists at this epoch, where the rarest events in the density field lead to the first emitters and are less prone to numerical sub-sampling.

We now compare different box sizes while considering a single ionizing source model (H50 versus H200 or S50 versus S200). The first appearing regions have a greater lifetime at low resolution (200 Mpc/h) than at high resolution (50 Mpc/h). For the oldest regions lifetimes of $\sim 250 - 200$ Myr can be measured in S200 and S50 and $\sim 300 - 200$ Myr for H200/H50. Moreover the slope of the mean curve is stronger in low resolution models than in high resolution ones. The combination of these two fact suggests that the oldest large regions would impose a large UV background more suddenly in low resolution model than in high resolution ones. Indeed, when considering figure 3, the final volumes of these primeval bubbles are larger in large simulations and are also larger in terms of fraction of the total volume. Large volumes produce large initial reionized patches that occupy rapidly a significant fraction of the volume and prevent the rise of larger and more persistent HII regions compared to smaller boxes. It could be related to the fact that S50 and H50 simulations are too small to have a good representation of rare events and therefore cannot produce the large, initial patches that drive the subsequent percolation process and that sets the dura-

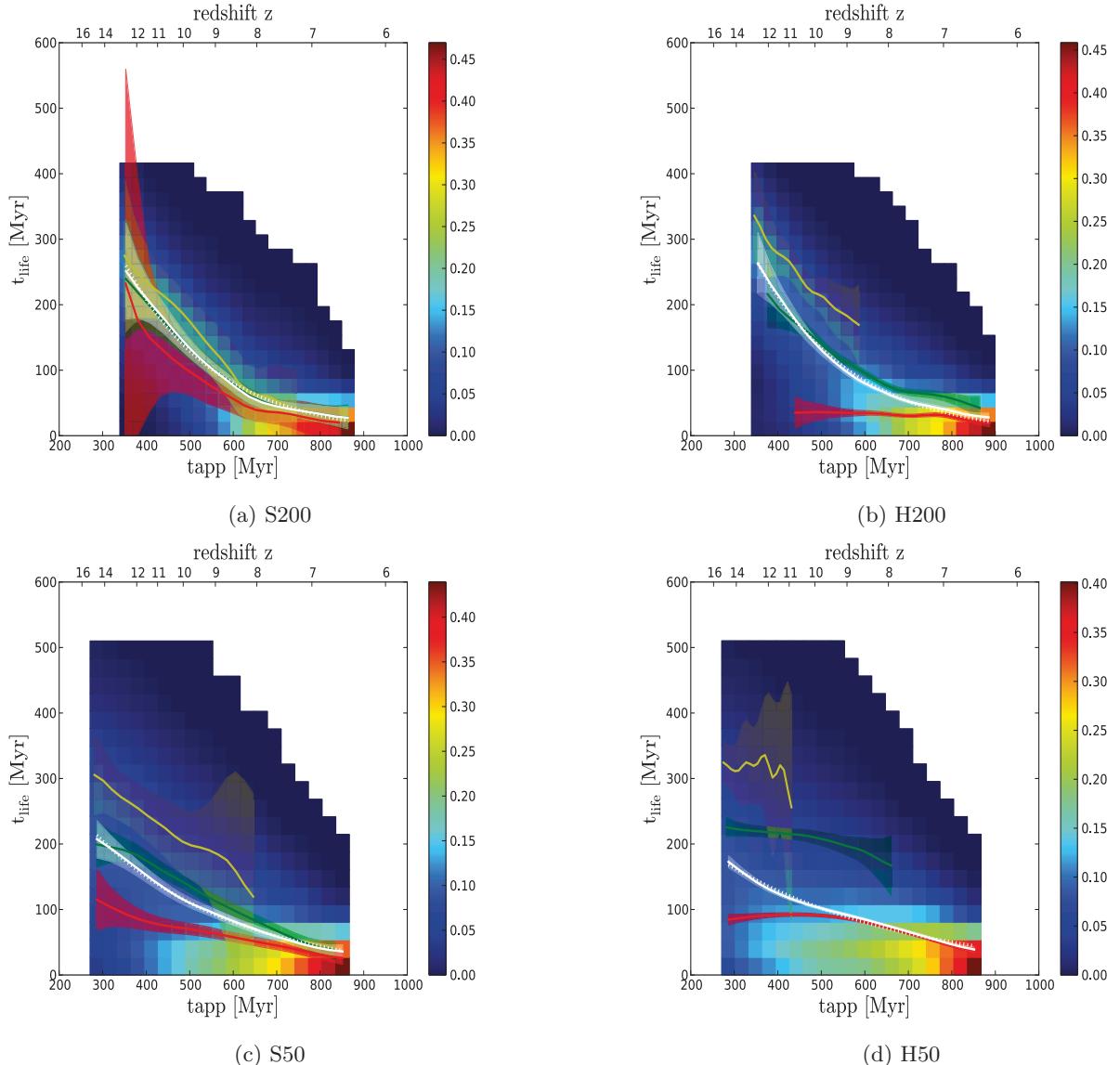


Fig. 2. In background, the distribution of the lifetime of the ionized regions before their first major merger as a function of the time of apparition of the regions. The white curve represents the evolution of the average lifetime and the shaded area stand for the 3σ uncertainty on this value. Red, green and yellow curves represent the same evolution for three classes of inner halo mass table (in solar masses for H200/S200 red: $10^9 - 10^{10}$, green : $10^{10} - 10^{11}$, yellow: $> 10^{11}$ and for H50/S50 red: $10^8 - 10^9$, green : $10^9 - 10^{10}$, yellow: $> 10^{10}$).

tion and size of subsequent isolated HII regions. Hence, H50/S50 simulations present a quasi-steady decline of t_{life} and from one generation of new region to the next there is no sudden differences in their lifetime. There is a greater stationarity of the duration of local reionization histories in smaller boxes.

- Mass dependence of local reionizations

In figure 2 and 3, we also decomposed the distribution into three sub-distributions depending on the mass M_f of the most massive halo enclosed inside the HII region at the moment of their first major merger. The families are defined differently regarding the box size and the summary of the family properties is given in table 2. The mean curves of the three sub-distribution at the

one sigma level are shown respectively in red, green and yellow for the type I, II and III of table 2.

Firstly we note that in every model or box size, each class of mass occupy a dedicated location in the distributions. We see that the greater the mass inside the region before its first major merger, the larger its lifetime t_{life} . This tendency is less marked in the S200 model because of the lack of statistics compared to others models, resulting in uncertainties that overlap. Furthermore merging HII regions with large inner mass appear among the earliest regions and cannot appear past a given cosmic time. If we consider volumes, HII regions with massive halos produce large isolated regions. Overall, this behavior is expected: HII regions with large halos when they merge enclose objects that had sufficient time (i.e. large t_{life}) to accrete matter in large quantities. Of course

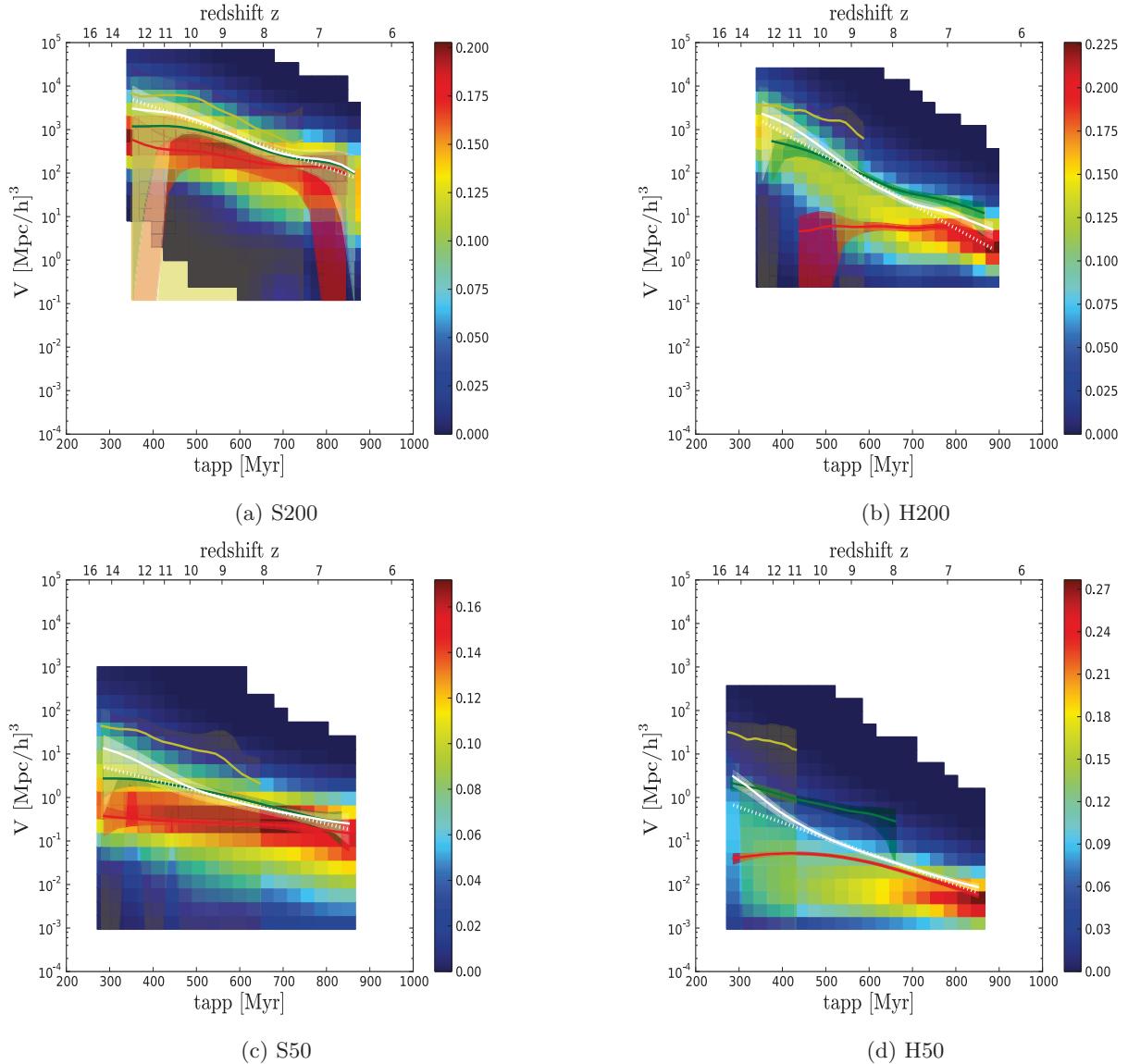


Fig. 3. In background, the distribution of the volume of the ionized regions before their first major merger as a function of the time of apparition of the regions. The white curve represents the evolution of the average volume and the shaded area stand for the 3σ uncertainty on this value. Red, green and yellow curves represent the same evolution for three classes of inner halo mass table (in solar masses for H200/S200 red: $10^9 - 10^{10}$, green : $10^{10} - 10^{11}$, yellow: $> 10^{11}$ and for H50/S50 red: $10^8 - 10^9$, green : $10^9 - 10^{10}$, yellow: $> 10^{10}$).

large t_{life} are more easily obtained at early times when the ionization filling factor is still moderate. Conversely, regions with limited lifetime end up with small inner halos at merging and can pretty much appear at any time during the reionization as they are likely to produce small ionized patches.

However, it can be noted that the separate evolution of the different class of mass can quite different than the average behaviors, especially in H models and to some extent in S50 too. For instance, the evolutions of the average t_{life} is more abrupt than any of the evolutions in individual class of mass. In terms of volumes, the same discrepancy can be noted. In these cases, the evolution of the average value is more related to the successive dominance of massive, intermediate and light inner halos. Because the evolutions in durations and final vol-

umes are weaker than globally, these models show that a merging HII region of a given size contains a well-constrained mass and a given range of durations. It also implies that a merging ionized patch arose within a limited range of redshifts.

5. Local reionization histories as seen at $z = 0$

Knowing the duration and extent of local reionization at $z > 6$, we aim now at extrapolating this knowledge to $z=0$ objects in order to have some insights on the past local reionization history of the galaxies observed today. For this purpose we compute the mass enclosed within HII regions during the epoch of reionization and extrapolate this mass from fitted halo growth relations. Ideally, this mass would have been obtained by running the hydrodynamical sim-

ulations down to $z = 0$ but this procedure is unfeasible at our working resolution. Details are provided in the next section, but in summary we used the two parameters functional form of McBride et al. (2009) and obtain relations such as $t_{\text{life}}(M_0)$ and $V(M_0)$.

5.1. Computing the mass content M_0 inside the regions at $z = 0$

We used the 2-parameter function of McBride et al. (2009):

$$M(z) = M_0(1+z)^\beta e^{-\gamma z} \quad (2)$$

that link the mass $M(z)$ at redshift z with the mass M_0 of the halo at redshift $z = 0$. McBride et al. (2009) fit the parameters γ and β from their simulations with the following expressions:

$$\gamma = \frac{\ln(2)}{z_f} \quad (3)$$

and

$$\beta = 0.25 \times \log_{10} \left(\frac{M_0}{10^{12}} \right) + 0.29 + \gamma \quad (4)$$

where z_f is another parameter that corresponds at the redshift where the halo had the half of its actual mass $M(z_f) = M_0/2$. According to their simulation fits the mean $\langle z_f \rangle$ has the following expression:

$$\langle z_f \rangle = -0.24 \times \log_{10} \left(\frac{M_0}{10^{12}} \right) + 1.26 \quad (5)$$

In order to find the mass M_0 for each HII regions we have to find the root of the following expression:

$$M_0(1+z)^\beta e^{-\gamma z} - M(z) = 0 \quad (6)$$

with $M(z)$ being the mass at a given redshift z that we can access in every snapshots of the simulations thanks to the catalog.

Several choices of $M(z)$ are possible and ideally, it would not make any difference but in practice the individual halo growth history differ from the average behavior : the evolution of the halo mass between the apparition and the absorption of the HII region may not follow the model used here. An obvious choice would be the mass of the halo enclosed inside an HII region as it appears in the simulation. However an HII regions appears approximatively at the same time as the halo that hosted its driving source and consequently the halos have at this moment a mass close to the FOF detection threshold : being light in terms of particles their mass is not accurate and can even result in HII regions devoid of inner halos as their detection is not robust. Another choice is to consider the halo mass when the surrounding HII region merges with its neighbors (i.e. when $t = t_{\text{app}} + t_{\text{life}}$). At this later stages of halo buildup, masses are more important and more accurate. We chose to use this ‘final’ mass M_f as an input to equation 6, even though we also consider the less robust mass at the HII region apparition as a check. Finally, more than one halo can be contained inside the HII region: we decide to take the mass of the most massive object within an HII region as a good guess of the main driver of its growth.

In figure 4 we represent the evolution of the accretion rate of dark matter halos of given masses as a function of

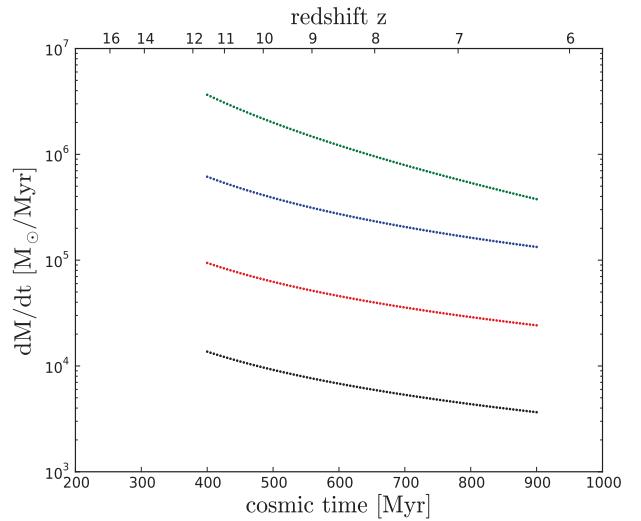


Fig. 4. Cosmic time dependence of the mass accretion rate dM/dt in M_\odot/Myr for a given halo mass. We represent the evolution for 4 halo masses extrapolated at $z = 0$ with the functional form of McBride et al. (2009). The mass of 1×10^8 , 1×10^9 , 1×10^{10} and $1 \times 10^{11} M_\odot$ are respectively represented with the black, red, blue and green dotted lines.

the cosmic time at which we compute M_0 . Current massive haloes have larger accretion rates than lighter ones and for a given mass the accretion rate is a decreasing function of time. From these relations, and for each HII region with t_{life} and V as it merges, we compute the $t_{\text{life}}(M_0)$ and $V(M_0)$ at $z=0$.

5.2. Lifetime and volume as a function of $M(z = 0) = M_0$

We present the evolution $t_{\text{life}}(M_0)$ of the lifetime of the regions before their major merger as a function of M_0 in figure 5. The white curves show the evolution of the mean value per bin of M_0 as well as the distribution in background. Shaded areas stand for the 3σ error on the mean value. Using the same conventions, figure 6 shows the final volume of an isolated HII region as a function of today’s mass, $V(M_0)$. For comparison, all the models are superimposed in figure 7 for both $t_{\text{life}}(M_0)$ and $V(M_0)$.

Comparing the source models for a fixed resolution (i.e. S50 Vs H50 or S200 Vs H200), the same trends can be observed. At large M_0 , the final volume of HII regions do not depend on the model. This convergence is achieved for $M_0 > 10^{12} M_\odot$ in 200 Mpc/h simulations and $M_0 > 10^{11} M_\odot$ in 50 Mpc/h ones. In terms of isolation duration (t_{life}), the same objects will nevertheless differ : halo-based models tend to produce longer local reionization than in star-based models. Light objects follow quite an opposite trend: halo-based model tend to surround this objects with smaller HII regions than stellar ones and at the same time the differences in duration of local reionizations tend to be reduced. Let us recall that emissivities were tailored to have both models that produce the same global reionization history and therefore similar photon production histories. Let us also recall that halo models provide more sources than stellar models: as a consequence the number of photons cast per halo is smaller at a given resolution. For large mass objects, the final volume does not depend on the source

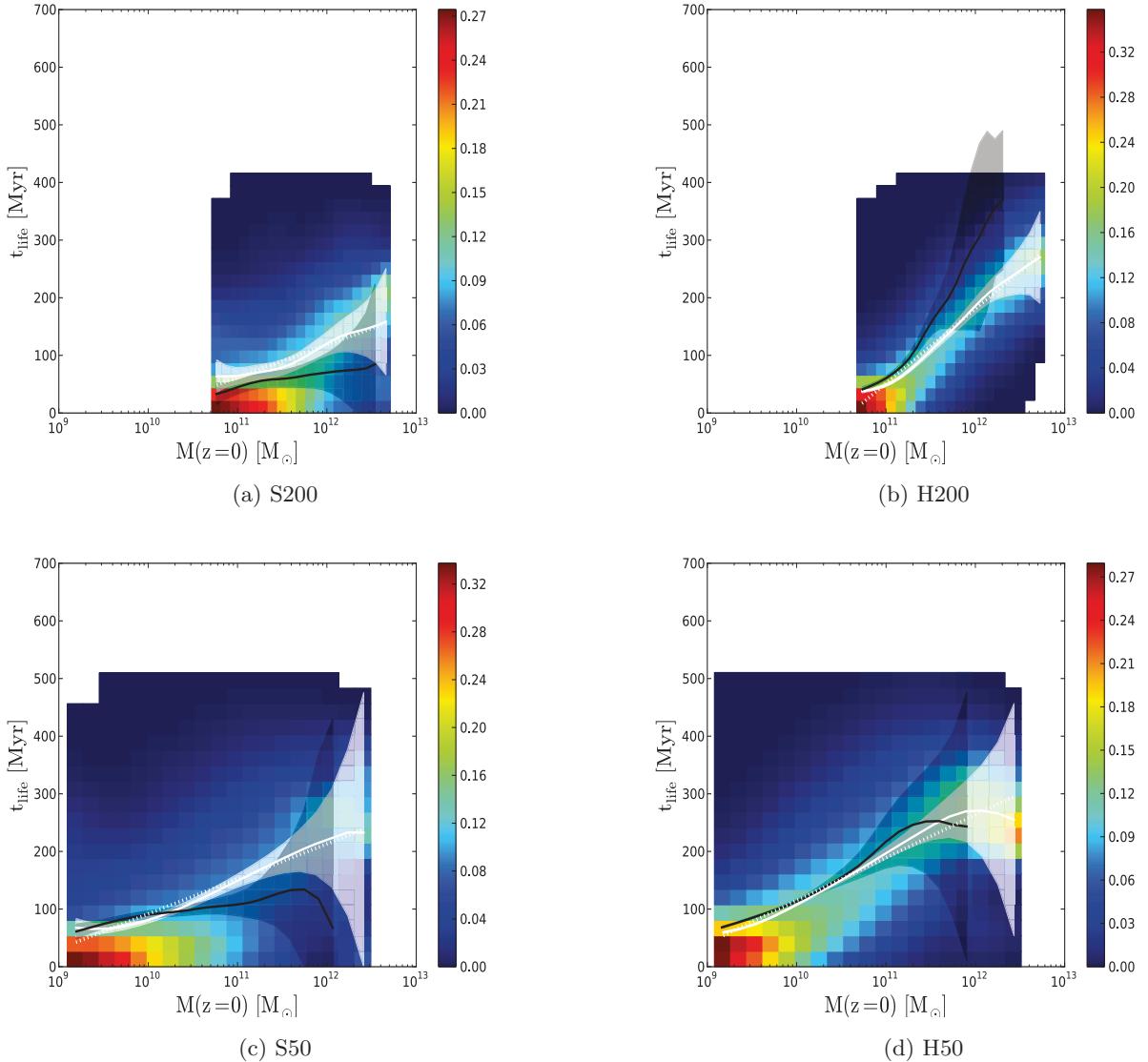


Fig. 5. In background, the distribution of the duration of initial HII region growth t_{life} for a halo of current M_0 mass, extrapolated from its value when the HII region experiences a major merger. The white curve stand for the average relation and the white shaded area stands for the 3σ uncertainty on the this value. In black the same average relation extrapolating the halo mass from the moment the HII region appears.

model, suggesting that large HII regions are spatially distributed in the same manner in both descriptions. At the same time emissivities are smaller in H models leading to slower propagation of I-Fronts than in S calculations. For light objects, the situation is slightly different: H models present a large number of small and clustered HII regions, induced by small halos during the reionization that translate into small objects at $z=0$. Therefore the final volumes are smaller than in stellar-based models, compensate for the smaller emissivities per source and reduce the difference in terms of duration of local reionizations. This differences between H and S models were already present in the merger-tree and radii statistics in Chardin et al. (2013) and the results obtained here is another view of the impact of source modelization on the geometry of HII regions during the reionization.

Decreasing the simulated volume leads typically to a decrease in HII regions volumes and an increase in the duration of HII regions expansion. Again, increasing the resolution increases the number of sources for both models and therefore decrease the photon production rate per source. The larger density of sources reduces naturally the volume available for an HII region and in order to have similar global reionization histories in 50 and 200 Mpc/h simulations, the expansion rate of HII regions must be reduced in 50 Mpc/h experiments. Quantitatively, the final volumes are one order of magnitude greater in 200 Mpc/h simulations with typical radii of 7.2 Mpc/h for the HII regions before they merge for $10^{12} M_{\odot}$ galaxies against 2.9 Mpc/h in 50 Mpc/h experiments. For the least massive halos within the 50 Mpc/h simulation ($M_0 = 1.5 \times 10^9 M_{\odot}$), their radii can be as small as 150 kpc/h in the H50 model and 300 kpc/h in the S50 model. The difference is greater

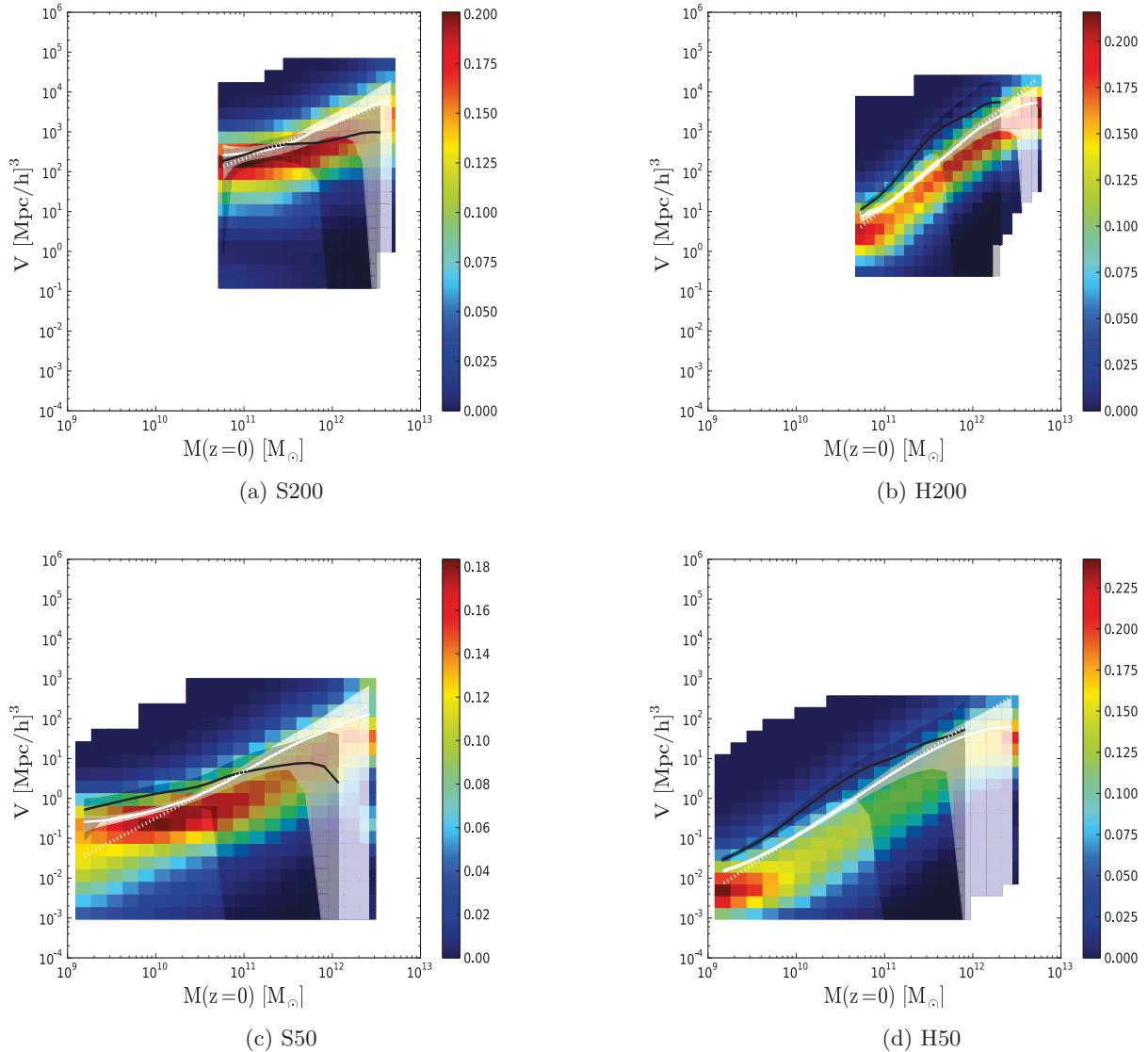


Fig. 6. In background, the distribution of the volume of initial HII region growth t_{life} for a halo of current M_0 mass, extrapolated from its value when the HII region experiences a major merger. The white curve stand for the average relation and the white shaded area stands for the 3σ uncertainty on the this value. In black the same average relation extrapolating the halo mass from the moment the HII region appears.

for light objects in the larger box with a typical radii of 1.3 Mpc/h in H200 for $M_0 = 7 \times 10^{10} M_{\odot}$ and 4Mpc/h in S200. In terms of duration, t_{life} increases from 70 Myr to 220 Myr in 50 Mpc/h experiments and from 70 to ~ 200 Myrs in 200 Mpc/h but over a range of larger masses. Globally the two models are in better agreement in the small box, a result that could already be seen in the merger tree statistics of Chardin et al. (2013). It should be mentioned that looking at the dispersion in the distributions of values in backgrounds of figures 5 and 6, the scatter is still quite large in all situations, and the differences noted above lie within values that are allowed by this dispersion.

Whichever model or resolution is considered, the properties of the initial growth is strongly mass dependent. The most massive objects seen today grow from the earliest progenitors with an accretion rate then at the highest levels and a longer accretion history. Also the initial stages of

the growth of their HII regions occurred within a mostly neutral Universe. Combined with the fact that they are strong emitters, it is thus expected that their HII regions would dominate for a long time before being absorbed by a larger UV background. In our models 300 Myr represents approximatively 1/3 of the reionization epoch, i.e. a significant fraction, corresponding to several dynamical times at this epoch or a few generation of massive stars. Taking $M_0 = 10^{12} M_{\odot}$ as an example and depending on the box-size/model used to constrain this values, such a halo would have reionized a radius of 2.6 ± 0.9 Mpc/h after a period of 220 Myr. It implies that for such a duration these objects experience inside-out reionizations with properties decoupled from a cosmic averaged behaviour, with for instance local anisotropies or inhomogeneities. At the light end of the mass range explored here, the associated HII regions are absorbed by the UV background after a few tens of Myrs,

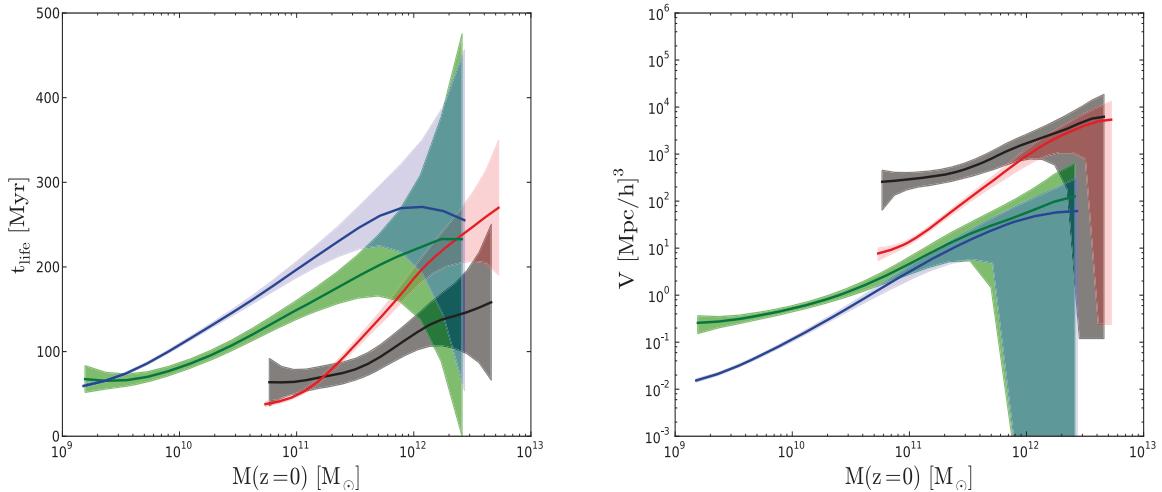


Fig. 7. Average duration (left) and maximal expansion (right) of the initial HII region growth as a function of the mass of the most massive halo extrapolated at $z=0$. Black and red curves stand respectively for the stellar and halo source model in the 200 Mpc/h simulation. Green and blue stand for the stellar and halo source model in the 50 Mpc/h simulation. Shaded areas stand for the 3σ error on the averages value.

resulting both from environmental effects where close larger regions dominate and from the fact that these objects appear at the latest stages of reionization where the ionized filling fraction is close to 1. These light objects experienced a reionization that is more in adequation with the usual picture of an object that is rapidly part of a uniform UV background. Overall, it is clear that depending on the mass (which is related to a variety of environment or a variety of internal history of source buildup) a large variety of local reionization histories are possible, quite different from the homogeneous rise of a global UV flux.

Finally, we show on the same figures, the relations obtained using a different procedure to compute the current mass M_0 : instead of using the mass of the most massive halos as the HII region merge in the halo growth model, we use the same mass but when the HII region *appeared*. The relations are shown in black in figs 5 and 6. It can be seen that it does not really make a significant difference, with trends and quantitative values consistent with the other choice of initial mass. The strongest impact is on massive halos which does not come as a surprise: their apparition occur at the earliest time, therefore the initial uncertainty on their mass (which is close to 10 particles) is propagated and amplified over a longer time. Overall it acts as an indirect proof that our arbitrary choice of M_f does not have a strong influence on the extrapolation.

5.3. The case of the Local Group

The Local Group contains two massive galaxies the Milky Way and M31 with similar masses close to $10^{12} M_\odot$. In such a situation, one can ask if these two objects reionized their environment in an inside-out manner or have one of these component been swept by the radiation of the other one ? On the one hand, a pure inside-out reionization produced by the center of the Milky Way complex can provide for instance an explanation for the observed luminosity function of its satellite as well as their radial distribution (see e.g. Ocvirk & Aubert 2011). Investigations by Ocvirk et al.

(2013) have shown for instance that for a large class of models for the source emissivities, the Milky Way and M31 essentially reionized in isolation without influencing each other. On the other hand, the proximity of a massive cluster such as Virgo (at a distance ~ 15 Mpc) brings also the possibility that the whole Local group could have been reionized by an external front produced by this distant massive emitter (see e.g. Iliev et al. 2011).

The results of the previous section can in principle shed some light on these questions. As argued before, the 200 Mpc/h simulations provide a less biased representation of the cosmic density field as well as a volume large enough to track the evolution of large HII regions during the reionization. Taking this box size a reference, our results show that a $3^{11} M_\odot$ galaxy should have reionized its close environment in isolation for $\sim 90 \pm 30$ Myrs within a sphere of a typical radius of ~ 2.7 Mpc/h. In Ocvirk et al. (2013), radiative transfer simulations in the CLUES constrained realizations (see Libeskind et al. 2010) of the Local Group produce isolated reionizations of the Milky Way ($M \sim 3 \times 10^{11} M_\odot$) or M31 ($M \sim 8 \times 10^{11} M_\odot$) for 130 Myrs in their photon-rich H43 model (the closest to our emissivity model) with a maximal extension of ~ 1 Mpc/h. Given the proximity of MW and M31 one could not expect larger individual HII regions around these objects, whereas our constrain results from measurements on a population of similar-mass halos that also include field galaxies. The exceptional character of the Local Group also implies that these two galaxies reside in biased region in terms of density field, which could also explain why the I-front expansion is less extended even though it occurred over a similar duration of isolated growth.

However, thinking of the whole Local group as a massive object of a few $10^{12} M_\odot$, our result indicates a possible HII region extension of a few Mpc before encountering another front. In other words a volume large enough to encompass the whole Local group and its close environment. *Statistically* a Local group has therefore a good chance to be able to reionize by itself and not be swept by the ra-

diation of a Virgo-like close cluster. In fine, this could be tested with large scale simulations of reionization that include both constrained Local Group and the right location of nearby clusters.

6. Summary and prospects

We investigate simple properties of the initial stage of the reionization process around progenitors of galaxies, such as the extent of the initial HII region before its absorption by the UV background and the duration of its propagation. We have investigated the multiple reionization histories in a set of four simulations where we have varied the ionizing source prescriptions and the resolution of the simulations. By using a merger tree of HII regions we made a catalog of the HII regions properties for all ionized regions appeared in the experiments. We then looked at the time when the HII regions undergo a major merger event, after then we considered that the region is apart of the global UV background.

By looking at the lifetime of the region and their volume at this moment we draw typical local reionization histories as a function of the cosmic time of appearance of the HII regions. We also investigate the link between these histories and the dark matter halo masses inside the regions. By using a motivated functional form for the average mass accretion history of the dark matter halos, we then extrapolate the mass inside the region at $z = 0$ in order to make predictions about the past reionization histories of galaxies seen today.

Our results can be summarized as follows:

- We found that the later an HII region appears during the reionization period, the smaller will be their related lifetime and volume before they see the global UV background. This is a normal consequence of the overlap of ionized patches that reduce the neutral volume available for I-front propagation. However, quantitatively the duration and the extent of the initial growth of an HII region is strongly dependent on the mass of the inner halo. During this initial stage, that can be as long as 350-400 Myrs (i.e. $\sim 50\%$ of the reionization), this inner halo and the galaxies it hosts is decoupled from the external UV background.
- We extrapolate the mass of dark matter halos at high z to $z=0$ using a halo growth model to predict the extent and the duration of this initial HII regions around current galaxies. The quantitative prediction differs depending on the box size or the source model: while enforcing similar global reionization histories, small simulated volume promote proximity effects between HII regions and halo-based source models predict smaller regions and slower I-front expansion.
- Applying this extrapolation to the Local group leads to a maximal extent of 2.7 Mpc/h for the initial HII region around a typical Milky Way that established itself in ~ 100 Myrs. This is a significantly larger volume than prediction made using constrained Local Group simulation, emphasizing the impact of M31 compared to our statistical constrain. Considering the whole Local Group, our result suggests that statistically it should not have been influenced by an external front coming from a Virgo-like cluster.

From the results of this study, we plan to repeat this technique on enhanced simulations of reionization, the ideal situation being an experiment where at least the dark matter field evolution would be run until $z = 0$. This could make us free from the impact of any semi-analytical framework for the extrapolation of the mass at $z = 0$ and we therefore would reason only with quantities directly generated during the simulation. Using the same methodology, we aim at expanding this kind of measures to the statistics of the inner properties of these local reionizations such as i-front propagation profiles or anisotropies. Ultimately, they would provide a detailed framework of the initial stage of reionizations around galaxies that could be included in semi-analytical modeling or hydrodynamical simulations without radiative transfer.

Acknowledgments

The authors would like to thank . The simulations were run on the Curie Supercomputer (CCRT-CEA).

References

- 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
 Chardin, J., Aubert, D., & Ocvirk, P. 2012, A&A, 548, A9
 Chardin, J., Aubert, D., & Ocvirk, P. 2013, ArXiv e-prints
 Courtin, J., Rasera, Y., Alimi, J.-M., et al. 2011, MNRAS, 410, 1911
 Croft, R. A. C. & Altay, G. 2008, MNRAS, 388, 1501
 Fan, X., Strauss, M. A., Becker, R. H., et al. 2006, AJ, 132, 117
 Finlator, K., Davé, R., & Öznel, F. 2011, ApJ, 743, 169
 Friedrich, M. M., Mellema, G., Alvarez, M. A., Shapiro, P. R., & Iliev, I. T. 2011, MNRAS, 413, 1353
 Furlanetto, S. R., McQuinn, M., & Hernquist, L. 2006, MNRAS, 365, 115
 Furlanetto, S. R., Zaldarriaga, M., & Hernquist, L. 2004, ApJ, 613, 1
 Hasegawa, K. & Umemura, M. 2010, MNRAS, 407, 2632
 Iliev, I. T., Ciardi, B., Alvarez, M. A., et al. 2006, MNRAS, 371, 1057
 Iliev, I. T. & Collaboration, C. R. T. C. P. 2009, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 80, 415
 Iliev, I. T., Mellema, G., Pen, U., et al. 2006, MNRAS, 369, 1625
 Iliev, I. T., Mellema, G., Shapiro, P. R., & Pen, U.-L. 2007, MNRAS, 376, 534
 Iliev, I. T., Moore, B., Gottlöber, S., et al. 2011, MNRAS, 413, 2093
 Iliev, I. T., Whalen, D., Mellema, G., et al. 2009, MNRAS, 400, 1283
 Klypin, A., Kravtsov, A. V., Valenzuela, O., & Prada, F. 1999, ApJ, 522, 82
 Komatsu, E., Dunkley, J., Nolta, M. R., et al. 2009, ApJS, 180, 330
 Krumholz, M. R., Klein, R. I., McKee, C. F., & Bolstad, J. 2007, ApJ, 667, 626
 Lacey, C. & Cole, S. 1993, MNRAS, 262, 627
 Libeskind, N. I., Yepes, G., Knebe, A., et al. 2010, MNRAS, 401, 1889
 McBride, J., Fakhouri, O., & Ma, C.-P. 2009, MNRAS, 398, 1858
 McQuinn, M., Lidz, A., Zahn, O., et al. 2007, MNRAS, 377, 1043
 Mellema, G., Iliev, I. T., Pen, U.-L., & Shapiro, P. R. 2006, MNRAS, 372, 679
 Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., et al. 1999, ApJ, 524, L19
 Ocvirk, P. & Aubert, D. 2011, MNRAS, 417, L93
 Ocvirk, P., Aubert, D., Chardin, J., et al. 2013, MNRAS
 Prunet, S., Pichon, C., Aubert, D., et al. 2008, ApJS, 178, 179
 Rasera, Y. & Teyssier, R. 2006, A&A, 445, 1
 Shin, M., Trac, H., & Cen, R. 2008, ApJ, 681, 756
 Willott, C. J., Delorme, P., Omont, A., et al. 2007, AJ, 134, 2435
 Wise, J. H. & Abel, T. 2011, MNRAS, 414, 3458
 Zahn, O., Lidz, A., McQuinn, M., et al. 2007, ApJ, 654, 12

Appendix A: Fitting models

To approximate the cosmic time dependence of the mean lifetime of the HII regions, we use two parameters exponential form:

$$t_{\text{life}} = ae^{bx} \quad (\text{A.1})$$

In table A.1 we summarize the best fits parameters for the mean curve of the complete distribution for each simulation. We represent the best fits of the curves in figure 2 with the dotted white line.

To approximate the cosmic time dependence of the mean volume of the HII regions at the moment of the major merger, we use two parameters exponential form:

$$V = ae^{bx} \quad (\text{A.2})$$

We report in table A.1 the best fits coefficients found in every models and give also the mean dispersion along the curve and the best fits of the curves are shown in figure 3 with the dotted white line. Such fits could be useful in order to assign typical volume for the HII regions as a function of the cosmic time.

Appendix B: Fitting models at $z=0$

To approximate the M_0 dependence of the mean lifetime of the HII regions, we use two parameters form:

$$t_{\text{life}} = a \log_{10}(M_0) + b \quad (\text{B.1})$$

In table B.1 we summarize the best fits parameters for the mean curve of the complete distribution for each simulation. We represent the best fits of the curves in figure 5 with the dotted white line.

To approximate the M_0 dependence of the mean volume of the HII regions at the moment of the major merger, we use two parameters form:

$$V = aM_0^b \quad (\text{B.2})$$

We report in table B.1 the best fits coefficients found in every models and give also the mean dispersion along the curve and the best fits of the curves are shown in figure 6 with the dotted white line. Such fits could be useful in order to assign typical volume for the HII regions as a function of the cosmic time.

Model name	$\langle t_{life} \rangle$	$\sigma_{t_{life}}$	$\langle Volume \rangle$	σ_{volume}
S200	$a=1398 b=-4.76 \times 10^{-3}$	33.0	$a=8.31 \times 10^4 b=-8.04 \times 10^{-3}$	255.4
H200	$a=1367 b=-4.66 \times 10^{-3}$	39.2	$a=1.38 \times 10^5 b=-1.27 \times 10^{-2}$	284.0
S50	$a=516.4 b=-3.09 \times 10^{-3}$	39.1	$a=26.0 b=-5.81 \times 10^{-3}$	1.28
H50	$a=330.4 b=-2.36 \times 10^{-3}$	39.2	$a=7.02 b=-8.20 \times 10^{-3}$	0.24

Table A.1. Linear fits for the cosmic time dependence of the mean lifetime $\langle t_{life} \rangle$ of a region before its first major merger and its mean volume $\langle Volume \rangle$ at this moment.

Model name	$\langle t_{life} \rangle$	$\sigma_{t_{life}}$	$\langle Volume \rangle$	σ_{volume}
S200	$a=56.6 b=-561.3$	44.1	$a=0.88 b=-7.38$	1278.8
H200	$a=129.4 b=-1371.5$	30.8	$a=1.86 b=-19.4$	775.7
S50	$a=60.7 b=-515.6$	61.2	$a=0.89 b=-9.0$	25.4
H50	$a=74.2 b=-627.0$	48.1	$a=1.4 b=-15.3$	12.5

Table B.1. Linear fits for the M_0 dependence of the mean lifetime $\langle t_{life} \rangle$ of a region before its first major merger and its mean volume $\langle Volume \rangle$ at this moment.

Chapitre 8

Etude la réionisation de notre Groupe Local de galaxies

La vie est très chère, mais pour ce prix là on a droit chaque année à un voyage gratuit autour du Soleil.

Albert EINSTEIN

Ce chapitre a pour vocation d'étudier la réionisation de notre Groupe Local de galaxies au moyen de l'arbre de fusions des régions HII. Les résultats de ce chapitre sont le résumé de l'étude décrite complètement dans l'article Ocvirk et al. (2013) qui est présenté dans le chapitre suivant 9. L'étude porte sur des simulations de la réionisation des progéniteurs du groupe de galaxies composées de la Voie Lactée, de M31 et de M33. Les simulations utilisées sont réalisées dans le cadre du projet CLUES (Gottloeber et al. 2010). L'objectif de l'étude menée ici est de contraindre l'influence de galaxies comme M31 ou M33 sur l'histoire de réionisation passée de notre galaxie la Voie lactée. L'intérêt est également de quantifier la géométrie du champ UV à l'échelle galactique. Cela permettra entre autre de savoir si la réionisation se déroule de manière homogène ou non à ces échelles. Dans un premier temps, les caractéristiques des simulations étudiées seront présentées dans ce chapitre. Ensuite, les résultats de l'analyse conduite avec l'arbre de fusion pour étudier les simulations sera faite. Il ne sera fait que quelques mentions des autres types d'analyses menées dans l'article Ocvirk et al. (2013). Ces autres types d'approches ne sont effectivement pas le fruit de mon travail, mais elles permettent d'avoir une vision complémentaire, en plus de celle faite par l'arbre, de l'histoire de réionisation du Groupe Local dans les simulations. Je me concentrerai donc sur mon apport personnel à cette étude.

8.1 Simulations du groupe local

8.1.1 La simulation CLUES

Les simulations utilisées dans cette étude ont été générées dans le cadre du projet CLUES¹ (Pour Constrained Local UniversE Simulations) dont les caractéristiques sont complètement décrites dans Gottloeber et al. 2010. Le code SPH (Smooth Particle Hydrodynamic) GADGET2 (Springel 2005) est utilisé en vue de simuler l'évolution du champ de densité dans une boîte cosmologique de 64 Mpc/h de côté. A l'intérieur de la boîte, un modèle du Groupe Local qui ressemble au Groupe Local observé a été identifié. Les recettes de formations d'étoiles et de rétroaction de Springel & Hernquist (2003) sont utilisées.

Le transfert du rayonnement a été effectué en post-traitement sur les données hydrodynamiques du gaz préalablement acquises avec le code ATON comme dans les deux études précédentes. La simulation présente un fond UV cosmique uniforme généré par les QSO (Quasi-Stellar Object) et les AGNs (Active Galactic Nuclei) selon la procédure décrite par Haardt & Madau (1996) qui se met en route à $z=6$. Par conséquent les calculs du transfert radiatif effectués ne sont valides que dans les premiers temps de la simulation avant $z=6$, ce qui n'est pas gênant étant donné que tout les modèles présentent un redshift de réionisation avant $z=6$.

Les champs de densité du gaz sont projetés sur une grille d'une taille de 11 Mpc/h de côté composé de 513^3 cellules. Le centre de la grille correspond au barycentre de toutes les particules qui finissent dans un rayon de 300 kpc autour de la Voie Lactée à $z=0$. Une telle configuration permet d'obtenir une résolution spatiale de $\Delta x = 21$ kpc/h. Les sources sont projetées sur la même grille.

8.1.2 Modèle de sources ionisantes

Dans ce travail quatre modèles de sources ont été étudiés, basés soit sur les particules d'étoiles générées de manière auto-consistante par la simulation CLUES, soit directement à partir des halos de matière noire. Une fraction d'échappement des photons constante de $f_{esc} = 0.2$ a été utilisée, ce qui concorde avec la gamme de valeurs établie par des études récentes sur la fraction d'échappement des photons UV des galaxies à hauts redshifts (Voir Wise & Cen 2009, Razoumov & Sommer-Larsen 2010 et Yajima et al. 2011). Les éventuelles phases AGN des sources sont négligées dans cette étude. Les propriétés des modèles de sources sont résumées dans le tableau 8.1.

¹<http://www.clues-project.org>

Nom du Modèle	Type de sources	Emissivité ($\gamma/\text{s}/M_\odot$)	z_{reion}^m	$\Delta z_{0.1}^{0.9}$	Δt (Myr)
SPH	Etoiles SPH	6.3×10^{45}	MW : 9 M31 : 9.38	MW : 2.66 M31 : 2.54	MW : 200 M31 : 170
H42	Halos	3.4×10^{42}	MW : 7.5 M31 : 7.74	MW : 2.98 M31 : 3.26	MW : 310 M31 : 300
H43	Halos	3.4×10^{43}	MW : 11.6 M31 : 11.6	MW : 3.31 M31 : 2.81	MW : 130 M31 : 100
H44	Halos	2.04×10^{44}	MW : 14 M31 : 14	MW : 6.36 M31 : 2.84	MW : 150 M31 : 80

TAB. 8.1 – Résumé des propriétés des quatre modèles étudiés.

8.2 Résultats

L’objectif de cette section est de présenter les résultats de l’analyse des quatre simulations étudiées. L’analyse se caractérisera d’abord par l’étude de cartes de réionisation des progéniteurs des galaxies du Groupe Local. Il sera ensuite fait état des résultats mis en lumière par l’arbre de fusion des régions HII sur l’évolution de la réionisation des progéniteurs des galaxies d’intérêt.

8.2.1 Cartes de réionisation

En figure 8.1, les cartes du redshift de réionisation du Groupe Local de galaxies sont montrées pour les quatre modèles. Le redshift de réionisation d’une cellule est défini comme étant le redshift du dernier instantané où la fraction ionisée est $x > 0.5$.

D’emblée, on observe que la réionisation de M31 se déroule de manière plus symétrique que celle de la Voie Lactée. De plus, la réionisation de la Voie Lactée commence plus tôt que celle de M31. En effet, le redshift moyen de réionisation le plus élevé est toujours plus grand pour la Voie Lactée que pour M31. C’est dû au fait que les premières étoiles apparaissent dans MW en nombre plus élevé que dans M31. Cela indique que l’assemblage de M31 se déroule de manière plus lente que celui de MW. Dans tous les modèles, la Voie Lactée et M31 réionisent en isolation. Une différence entre les redshifts de réionisation des deux progéniteurs est effectivement notée à chaque fois. Il semble donc que la

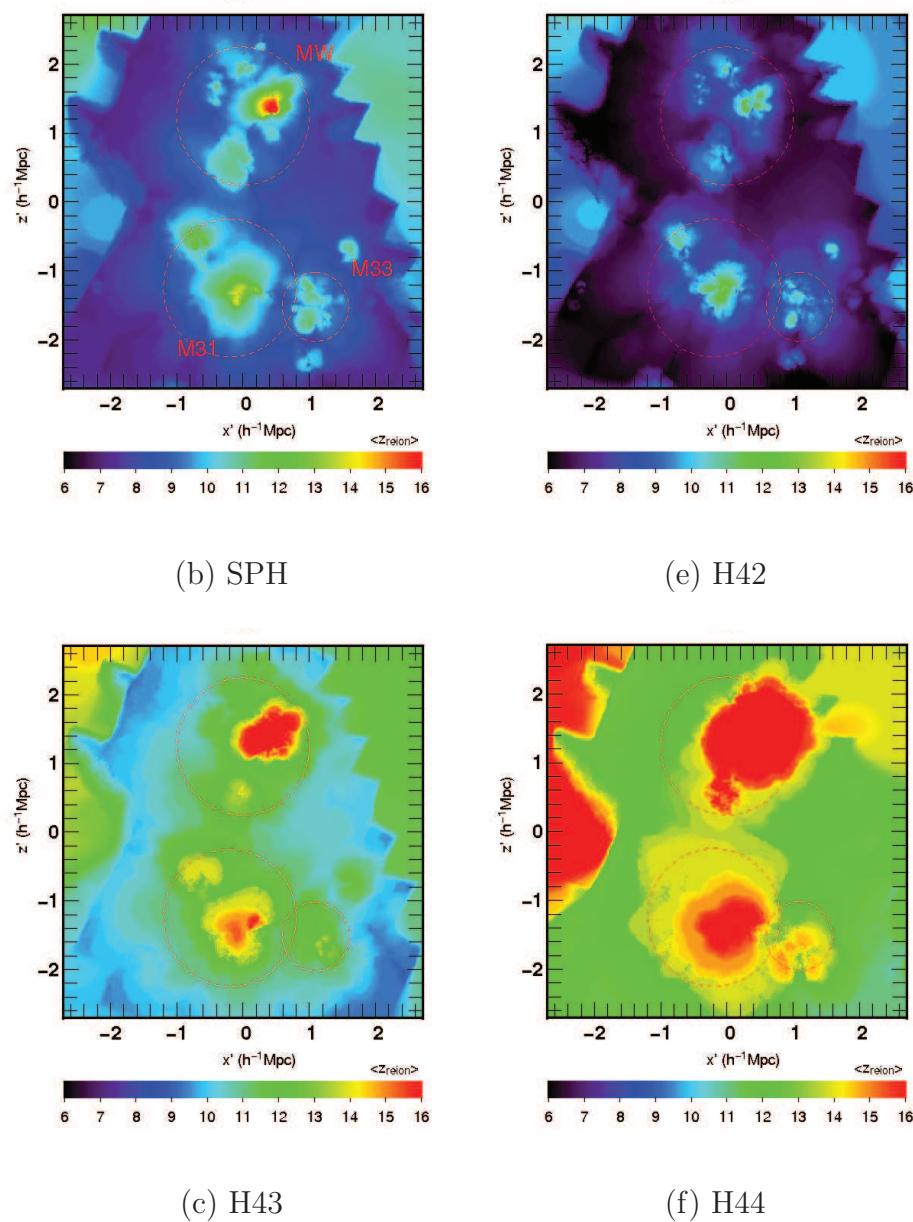


FIG. 8.1 – Cartes de réionisation du Groupe Local de galaxies des quatre modèles étudiés. La tranche correspond au plan qui contient les centre de M31, M33 et MW. Les cartes sont obtenues en calculant le redshift moyen de réionisation des cellules sur cette tranche d'une épaisseur de 0.2 Mpc/h. Le couleurs encodent le redshift de réionisation de chaque cellule. Les cercles rouges montrent la localisation des progéniteurs des trois galaxies principales du Groupe Local.

réionisation des progéniteurs des deux galaxies sont conduite uniquement par leur contenu interne en sources. Cela valide l'approche utilisée dans les modèles de réionisation interne menés par Ocvirk & Aubert (2011) et Font et al. (2011) qui négligent l'influence de M31 sur la réionisation de la Voie Lactée.

8.2.2 Analyse avec l'arbre de fusion

Avec pour objectif de mener une étude plus approfondie sur la morphologie et l'évolution du champ de régions HII associé au Groupe Local, l'arbre de fusion des régions a été obtenu dans un cube de 100 cellules de coté (soit 9.21 [Mpc/h]^3) centré sur les progéniteurs des galaxies du Groupe Local. Dans ce contexte, l'arbre de fusion permettra de suivre l'évolution des diverses régions HII présentent dans le Groupe Local. Ainsi, il sera possible de savoir quelles régions sont associées à telle ou telle galaxie. Le suivi dans le temps des régions associées à M31 et MW permettront ainsi de statuer sur le moment où le front d'ionisation des deux galaxies se voient l'un l'autre au moment de leur fusions. Cela permettra de savoir si une des deux galaxies principales est responsable de la réionisation du Groupe Local si jamais une région présente une croissance plus rapide. Au contraire si les deux ont une histoire d'ionisation isolée, cela se traduira par des régions HII associées de tailles semblables nées à des instants comparables. L'approche avec l'arbre sera complémentaire de l'étude des cartes d'ionisation avec en plus l'information spatiale sur la localisation des différentes régions et sur leurs tailles réelles grâce à leurs identifications préalables.

Les figures 8.2 et 8.3 représentent l'évolution du volume des régions HII associées respectivement à la Voie Lactée et à M31 pour les quatre modèles étudiés. L'évolution du volume est obtenu de $z=19.35$ à $z=6$ grâce à l'arbre en faisant le suivi individuel des régions à l'intérieur des volumes des deux progéniteurs. Premièrement, on se focalisera sur l'étude du modèle SPH et à l'évolution du volume des régions associées à la Voie Lactée dans le panneau en haut à gauche de la figure 8.2. La présence d'une région qui domine en volume de $z=18.5$ à $z=10$ est clairement observée. Durant cet intervalle, d'autres régions d'une taille environ dix fois plus petite apparaissent et s'étendent avant de finalement fusionner avec la région dominante. La région HII résultante finit par engloutir plusieurs petites régions avant d'occuper le volume total du progéniteur à partir de $z \sim 8$. D'autres régions, qui ne sont pas représentées ici, sont également observées comme fusionnant avec la région dominante en dehors de l'intervalle de redshift établi. La plupart d'entre elles n'ont pas le temps de croître et fusionnent avec la région dominante quasi-immédiatement après leur naissance. En revanche, certaine régions croissent de manière isolée et atteignent des tailles intermédiaires (le groupe de quatre régions de $\sim 10^{-3} \text{ [Mpc/h]}^3$ autour de $z=11$) qui fusionnent ensuite avec la région dominante ou la seconde région dominante. Ces conclusions sont en

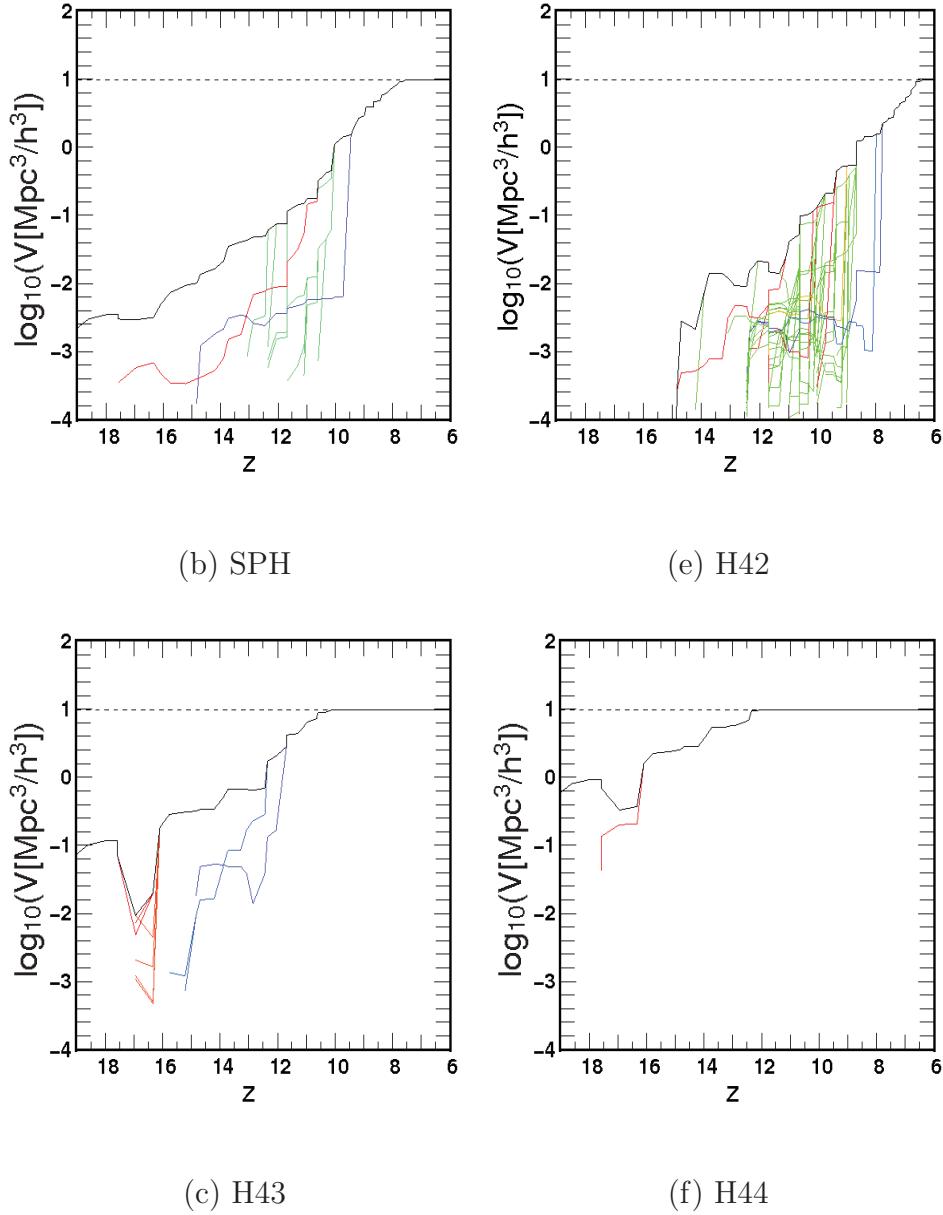


FIG. 8.2 – Evolution avec le redshift du volume des régions HII associées à la Voie Lactée. La ligne en trait plein noir représente l'évolution du volume de la région la plus grande. Les lignes en couleurs représentent les évolutions du volume des régions qui ont au moins atteint 10% du volume de la plus grande à un moment dans la simulation. La ligne horizontale noire en tirets représente le volume total du cube contenant le progéniteur de la Voie Lactée. Les différentes couleurs encodent les différents redshifts de fusion des régions HII avec la région la plus grande (rouge représente une fusion précoce et bleu une fusion tardive).

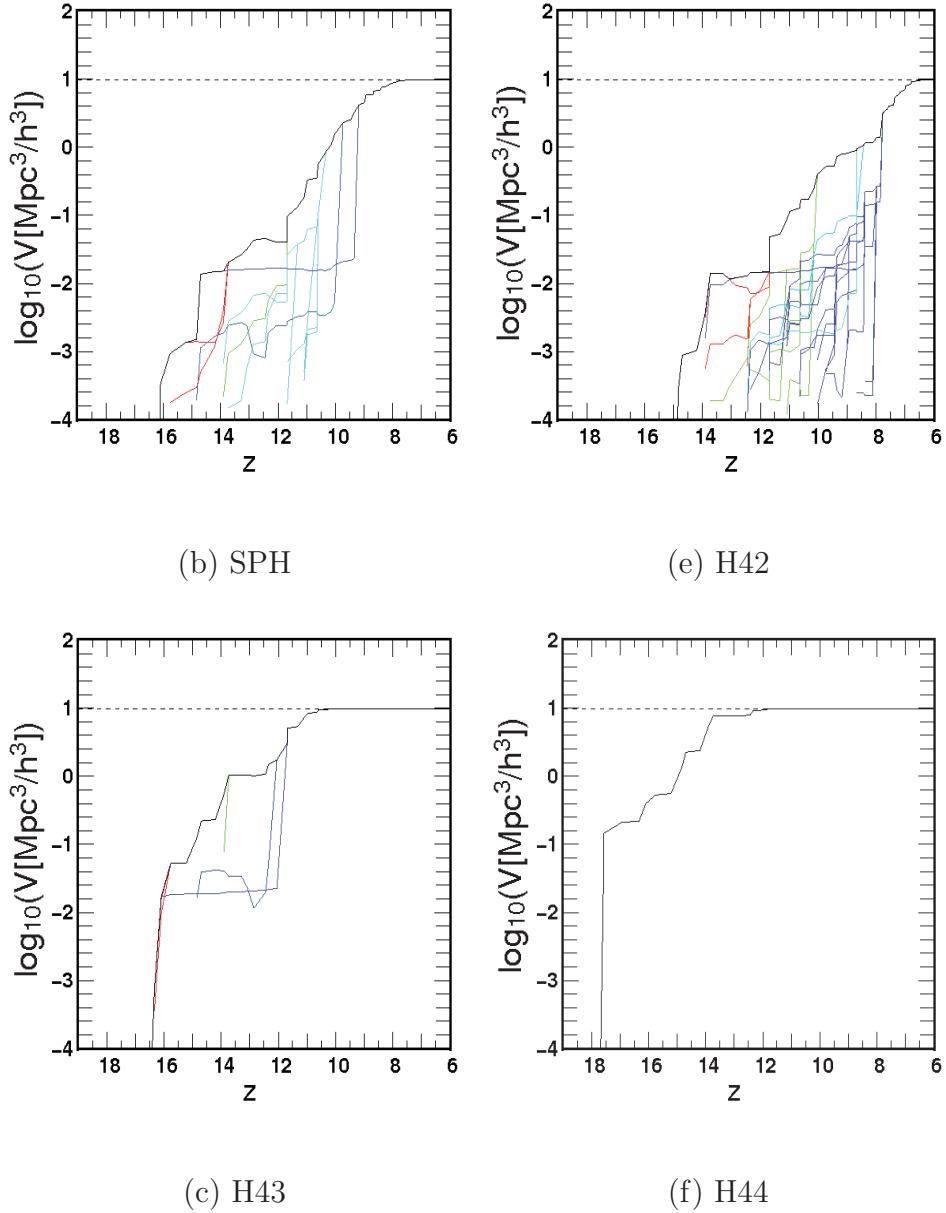


FIG. 8.3 – Evolution avec le redshift du volume des régions HII associées à M31. La ligne en trait plein noir représente l'évolution du volume de la région la plus grande. Les lignes en couleurs représentent les évolutions du volume des régions qui ont au moins atteint 10% du volume de la plus large à un moment dans la simulation. La ligne horizontale noire en tirets représente le volume total du cube contenant le progéniteur de M31. Les différentes couleurs encodent les différents redshifts de fusion des régions HII avec la région la plus grande (rouge représente une fusion précoce et bleu une fusion tardive).

accord avec les cartes de réionisation vue en figure 8.1. En effet, on observe une région principale qui domine le processus de réionisation dans le volume du progéniteur de la Voie Lactée. De plus, quelques régions HII plus petites s'étendent en isolation. La région dominante en taille émergeant dans la Voie Lactée ne va jamais fusionner avec une région plus grande en volume qui serait associée à M31 avant d'occuper le volume total du progéniteur. Cela apporte finalement la confirmation que MW et M31 ont eu une histoire de réionisation de manière isolée sans influence de l'une sur l'autre.

Plus la luminosité des sources augmente (respectivement lorsque l'on passe des modèles H42 à H44), plus les fusions de régions avec la région dominante se déroulent à haut redshift. Dans le modèle H43, la réionisation du progéniteur de la Voie Lactée est conduite par une région HII principale résultant de la fusion précoce ($z=16$) d'un amas de très petites régions ionisées. Un épisode de recombinaison des régions important est observée à $z \sim 16$ dans les modèles H43 et H44 lorsque le volume décroît brutalement. Des épisodes de recombinaisons moins important sont également observés dans les modèles SPH pour la Voie Lactée et M31 (figure 8.3), ce qui semble indiquer que c'est une caractéristique commune de la réionisation des progéniteurs des deux galaxies. Néanmoins, il reste difficile d'interpréter cette tendance car les modèles de halos sont sensible à la stochasticité des sources de faible masse à haut redshift. Cela pourrait être à l'origine de recombinaisons supplémentaires.

La figure 8.3 se concentre sur l'évolution du volume des régions du progéniteur de M31. La réionisation commence légèrement plus tard dans tout les modèles pour M31 comparé à la Voie Lactée, excepté pour le modèle H42. Les évolutions globales des volumes des régions présentent une allure générale comparable à celles de la Voie Lactée. C'est d'autant plus frappant pour les modèles avec une haute émissivité (H43 et H44). En revanche le modèle SPH de M31 présente un nombre plus important de régions de tailles mineures comparé à son analogue de la Voie Lactée. Un tel effet va à l'encontre des impressions donnée par les cartes de réionisation de la figure 8.1. Une explication possible réside dans le fait que ces petites régions appartiendraient à M33. En effet, les 100 cellules qui contiennent le progéniteur de M31 contiennent également une fraction du progéniteur de M33. Il devient donc difficile de pousser une étude en profondeur des régions HII de M31 avec l'arbre de fusion.

Pour conclure brièvement, l'analyse avec l'arbre de fusion permet de confirmer les premières interprétations données par les cartes de réionisation : La Voie Lactée présente toujours une à quatre régions HII principales qui fusionnent avec des régions plus petites. Au fur et à mesure que l'émissivité des sources croît, le nombre de régions principales diminue et les fusions ont lieu plus tôt dans l'histoire cosmique.

8.3 Conclusion

Cette section a pour but de dresser les conclusions de l'étude menée dans ce chapitre. La réionisation à l'échelle galactique de notre Groupe Local de galaxies a été étudiée. Plus particulièrement, la réionisation de la Voie Lactée et de M31 a été simulée en post-traitant le transfert du rayonnement à haute résolution sur les données générées par la simulation CLUES. Quatre modèles de sources ionisantes avec des émissivités différentes ont été analysés pour quantifier l'impact des incertitudes sur la nature et l'émissivité des sources.

Grâce à l'aide de carte de réionisation des progéniteurs des galaxies du Groupe Local, il a été montré que MW et M31 réionisent en isolation sans influence de l'une sur l'autre. Une analyse a également été faite grâce à l'arbre de fusion des régions HII. Elle confirme les résultats obtenus par l'analyse des cartes de réionisation. Elle permet de conclure sur le fait que la réionisation des progéniteurs de la Voie Lactée et de M31 se déroulent de manière interne dans tous les modèles. Dans tous les cas, M31 et la Voie Lactée réionisent en isolation sans aucune action de l'une sur l'autre. Il a également été montré qu'il y a toujours une différence entre les redshifts moyens de réionisation de M31 et de la Voie Lactée. En dépit de la proximité de ces deux galaxies, il n'y a jamais d'influence de l'une sur l'autre qui est observée, même dans les scénarios les plus extrêmes avec de fortes émissivités pour les sources.

**Article ‘Simulations of the
reionization of an isolated
Milky Way-M31 galaxy pair’.**

Simulations of the reionization of an isolated Milky Way-M31 galaxy pair

P. Ocvirk¹, D. Aubert¹, J. Chardin¹, A. Knebe², N. Libeskind³, S. Gottlöber³, G. Yepes²
and Y. Hoffman⁴

¹ *Observatoire Astronomique de Strasbourg, 11 rue de l'Université, 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*

ABSTRACT

This is the first of a series of papers addressing reionization at galactic scale. We use a high resolution simulation of the formation of the Milky Way-M31 system performed for the CLUES project¹ and the radiative transfer code ATON (Aubert & Teyssier 2008) to simulate the reionization of the Milky Way and M31 progenitors. We use 2 kinds of source models, based on either halo catalogs or star particles produced by the hydrodynamical simulation. We do not account for the self-regulation of sources but vary their properties to bracket the range of emissivities used in the literature. We analyse our simulation results using reionization maps and merger trees of HII regions. In all models, the Milky Way and M31 essentially ignore each other during reionization. We find no sign that M31 reionized any fraction of the Milky Way progenitor volume. Within the progenitors we find that reionization is patchy, and proceeds locally inside out. The process becomes patchier with decreasing source photon output. It is dominated by one major HII region and 1-4 additional isolated ~ 10 times smaller bubbles, which eventually overlap. Higher emissivity results in faster and earlier local reionization. The reionization of the Milky Way and M31 are similar in duration, i.e. between 80 Myr and 310 Myr depending on the source model, placing z_{reion} between 7.5 and 14.

Subject headings: radiative transfer - methods: numerical - galaxies: formation - galaxies: high-redshift - intergalactic medium - cosmology: theory

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 evaporating the gas

of low-mass galaxies (Gnedin 2000; Hoeft et al. 2006), affecting their star formation and therefore also the buildup of the galactic halo (Bekki & Chiba 2005). This seems to 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,b, 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 Koposov et al. (2009); Muñoz et al. (2009); Busha et al. (2010); Macciò et al. (2010); Li et al.

¹<http://www.clues-project.org>

(2010); Font et al. (2011). They suggest that the ultra-faint dwarf galaxies (hereinafter 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 sub-haloes of about $10^{6-9} M_{\odot}$. 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. It has been shown that at least at large scale, reionization is a highly patchy process (Zahn et al. 2007; Aubert & Teyssier 2010). However, little is known on how reionization proceeds at galaxy scale. For instance, is it driven by internal or external sources? Works from Weinmann et al. (2007); Alvarez et al. (2009) and Iliev et al. (2011) (hereinafter I11) attempted to describe reionization at galaxy scale, but focused on rather large volumes, in order to account for large, rare overdensities such as galaxy clusters and groups, which produce the earliest sources. In these studies, the spatial resolution of radiative transfer (hereinafter RT) grid was $0.25\text{-}1 h^{-1}\text{Mpc}$, which does not allow a detailed study of the ionization fronts (hereinlater I-front) propagation *within* a MW progenitor. Moreover, the Milky Way environment also comprises the nearby, massive Andromeda galaxy. Therefore, despite these previous studies, a number of questions are left open, including:

- What is the influence of our neighbour M31 on the reionization of our Galaxy?
- How spherical and symmetric is the UV field at galaxy scale?
- On the contrary, how heterogeneous can it be?
- Is reionization at galaxy scale monotonous and continuous or chaotic, with recombination events?

Here we address these questions by focusing on a small volume containing the progenitors of the

major local group (hereinafter LG) galaxies (MW, M31, M33). We simulate its reionization with a $21 h^{-1}\text{kpc}$ spatial resolution, to gain insight into the development and overlap of I-fronts inside the volume of the MW progenitor and its direct neighbourhood. The paper is laid out as follows: first we describe the simulation used and radiative postprocessing technique (Sec. 2). We then proceed to our results (Sec. 3), and discuss them (Sec. 4), before presenting our conclusions.

2. Methodology

In this paper we use a radiative postprocessing method. A N-body hydrodynamical simulation provides the gas distribution and ionizing sources distribution. These are the inputs of the radiative transfer code ATON (Aubert & Teyssier 2008), which computes the propagation of the photons and the evolution of the ionized fraction of the gas.

2.1. The CLUES simulation

The simulation used in this work was performed in the framework of the CLUES project (Gottloeber et al. 2010)². It was run using standard Lambda cold dark matter (Λ CDM) initial conditions that assumes 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 $n = 0.95$ 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 $64 h^{-1}\text{Mpc}$. Within this box a model Local Group that closely resembles the real Local Group was identified using a lower resolution run with 1024^3 particles (cf. Libeskind et al. (2010)). This Local Group was then re-sampled with 64 times higher mass resolution in a region of $2 h^{-1}\text{Mpc}$ about its center giving a nominal resolution equivalent to 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 more detail we refer the reader to Gottloeber et al. (2010). The feedback and star formation rules of Springel & Hernquist (2003a) were used. Outputs are written on average every 30 Myr.

²Simulation seed number 186592

(1) Model name	(2) Source type	(3) Emissivity (photons/s/M _⊙)	(4) z _{reion} ^m		(5) Δz _{0.1} ^{0.9}		(6) Δt (Myr)	
			MW	M31	MW	M31	MW	M31
SPH	SPH star	6.3×10^{45}	9	9.38	2.66	2.54	200	170
H42	DM halo	3.4×10^{42}	7.5	7.74	2.98	3.26	310	300
H43	DM halo	3.4×10^{43}	11.6	11.6	3.31	2.81	130	100
H44	DM halo	2.04×10^{44}	14	14	6.36	2.84	150	80

Table 1: Properties of the models used. Note that the emissivity is given in photons/s/M_⊙ of mass of *young stars* for the SPH model, and of DM halo for the halo-based models. It is given *after* accounting for an escape fraction $f_{\text{esc}} = 0.2$. The H42 model has been calibrated so as to produce the same total number of photons as the SPH model in the first snapshot. Column (4) 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 shown in Fig. 2 reaches 0.5. Column (5) 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 (6) gives this duration in Myr.

As the simulation 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. 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,b; Libeskind et al. 2011a,b). Besides being a well-studied simulation, the advantage of this dataset 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 separations. Secondly, its mass resolution in the zoomed region allows us to resolve the $10^7 h^{-1} M_{\odot}$ haloes. This is of crucial importance in reionization studies since they are the most numerous sources of UV photons. Finally, the simulation includes a uniform rising UV cosmic background generated from quasi-stellar objects and active galactic nuclei 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 $z=6$.

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 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-Lowy condition (hereinafter CFL). The simulations presented in this work used a mono-frequency treatment of the radiation with a typical frequency of 20.27 eV for 50000 K black body 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 reionisation discussed hereafter. Along the course of this work, simulations were run on segments of 8 to 64 GPUs on the Titane and Curie machines of the CCRT/CEA supercomputing facility, with typically 160000 radiative timesteps performed in 37 hours.

The postprocessing approximation has potentially important consequences on our results, as discussed for instance in Baek et al. (2009); 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 SPH simulation snapshots. This means that our scheme does not allow for photo-evaporation, however it allows for photo-heating of the gas. In this sense, our scheme is “thermally coupled”, which is already an important step in realism (Iliev et al. 2006; Pawlik & Schaye 2011). By design, self-shielding is also accounted for, and results in a later reionization of sourceless high density regions, such as mini-haloes or the cold gas filaments. However, 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 haloes, as shown in Iliev et al. (2007), in a sophisticated postprocessing approach. Even though a small number of coupled galaxy formation codes have recently been built (Petkova & Springel 2011; Rosdahl & Blaizot 2011; 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 dataset we use here has been performed, mainly because of the huge computational cost involved. In any case, the impact of full coupling on our results is very likely negligible compared to uncertainties in the source efficiency, which prompts us to explore a wide range of emissivities (see Sec. 2.2.3).

2.2.2. Fields setup

The gas density field is projected onto a 512^3 grid of $11 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ side. The center of the grid is the barycenter of all the particles which end up within 300 kpc of the MW at $z=0$. This setup gives us a spatial resolution of $\Delta x = 21 \text{ h}^{-1}\text{kpc}$. The sources are projected on the same grid. As explained in Sec. 2.1, the CLUES simulation uses a zoom technique, with a high and low resolution domains. The high resolution (hereinafter 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 gas particle in the HR region in the highest redshift snapshot ($z=19.5$). On the other hand, the low resolution (hereinafter LR)

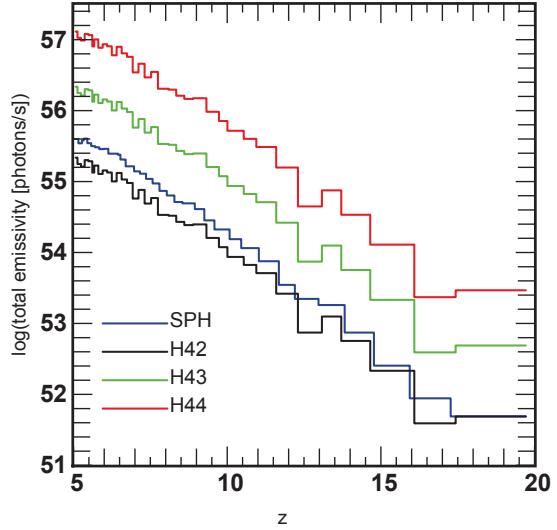


Fig. 1.— Total emissivities of the sources in the $11 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ radiative transfer box for our 4 models.

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 source models

We use 4 source models based on either the star particles spawned by the hydrodynamical star formation prescriptions of the CLUES simulation, or dark matter haloes. 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). 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 Tab. 1.

SPH stars: In this model our sources are the star particles formed in the CLUES simulation. At each time step we select all star particles younger than 60 Myr. We use the ionizing luminosity of Tab. 2 of Baek et al. (2009), simulation S20. While the massive stars responsible for this radiation would have a typical lifetime of 10 Myr, we dilute their emission over 60 Myr in order to reduce the stochastic nature of star particle spawning in the simulation. Each star particle weighs $m_* = 2.21 \times 10^4 h^{-1} M_\odot$. It is therefore more representative of a “cluster” of stars, and results in 1.9×10^{50} ionizing photons/s delivered to the IGM for 60 Myr, after accounting for $f_{\text{esc}} = 0.2$.

Despite the very high mass resolution of the SPH simulation used, we can not guarantee that the star formation rate is converged in the numerical sense (Springel & Hernquist 2003b; Rasera & Teyssier 2006), and therefore some sites of early star formation may be missing, especially at high z . Therefore we also consider the following source model, based on dark matter haloes.

Halo sources: As an alternative to the direct use of SPH stars, we here use dark matter haloes as sources. They are detected using the Amiga halo finder (Gill et al. 2004; Knollmann & Knebe 2009). We keep only the haloes which have more than 90% of their mass in high resolution dark matter particles. We then assign an instantaneous star formation rate to each halo, assuming $\text{SFR} \propto M$. The smallest haloes have 20 particles for a mass $M = 5 \times 10^6 M_\odot$. Since this mass is close to the mass required for HI cooling and therefore star formation, we do not impose any additional mass threshold, and all our haloes are emitters. This formalism is similar in essence to that of I11, since the luminosity is proportional to mass, with the difference that we do not include any form of radiative self-regulation. In order to compare the SPH and halo-based models we calibrated the radiative efficiency of the haloes of the H42 model so that the total number of UV photons emitted at $z=19.35$ (when the first stars appear in the simulation) is the same in both models. With this calibration, the total photon output evolution of the 2 models is quite similar, although SPH is slightly more luminous, as shown in Fig. 1. At high z , we have many more halo sources than SPH stars formed. For instance, at $z=18.5$, we have 9 SPH

sources but 26 halos in the local group progenitor. Therefore, with our calibration, the average luminosity of the halo sources is lower: the most luminous halo is roughly 3 times fainter than in the SPH source model. Accounting for a constant $f_{\text{esc}} = 0.2$, our calibration gives for H42:

$$\dot{N}_\gamma/M = 3.4 \times 10^{42} \text{ photons/s/M}_\odot \quad (1)$$

The emissivities of the other models are listed in Tab. 1, and their total photon output are shown in Fig. 1 as well. In contrast to e.g. I11, who uses different efficiencies for low and high mass haloes, we use the same source efficiency throughout the simulation and for all haloes. In our units, the low (high) efficiency assumptions of I11 give about $4-6 \times 10^{42-43}$ ($4 \times 10^{43}-1 \times 10^{44}$) photons/s/M $_\odot$. Therefore the range of emissivities explored here roughly bracket the scenarios considered in I11 and extend to the lower efficiency scenario of Baek et al. (2009). These have been shown to produce viable reionization histories in their respective contexts, and therefore should provide good guidance for the present study.

The main problem of this approach is that at the highest redshifts, low-mass halo detection is very challenging: some haloes may be undetected in some snapshots, while other spurious haloes may appear and disappear. This explains the noisy appearance of the total emissivity of the halo-based models in Fig. 1. However, as soon as haloes reach a size of 100 particles, they are reliably followed.

3. Results

3.1. Progenitor reionization history

The dark matter particles which end up within 300 kpc of the MW center at $z=0$ are located in a sphere of $\sim 1 h^{-1} \text{Mpc}$ radius at $z=19.35$. Their detailed distribution is not exactly spherical but the $1 h^{-1} \text{Mpc}$ sphere remains a good approximation of it. This defines our MW progenitor volume, and we proceed similarly for M31. The evolution of the mass-weighted ionized fraction within the progenitors is shown in Fig. 2. Depending on source emissivity, the reionization of the progenitors is achieved between $z=7.5$ and $z=14$. The difference in reionization histories due to the source models is much larger than the “cosmic variance”, i.e. that related to the different mass assembly

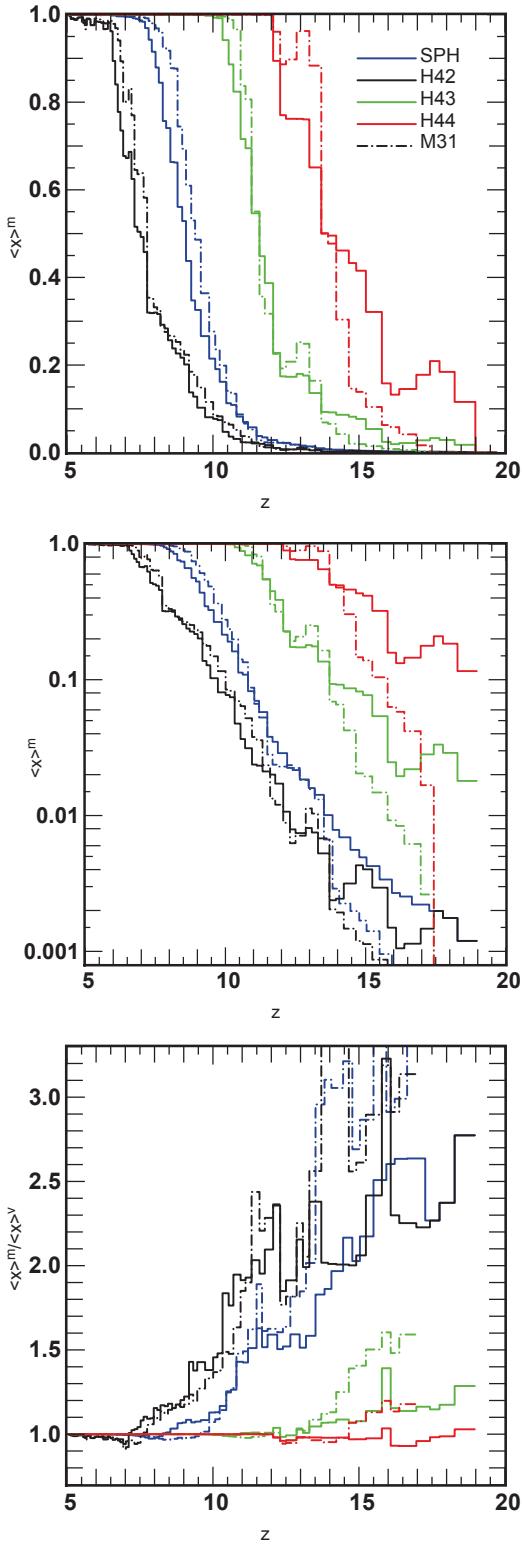


Fig. 2.— Ionized fractions of the MW and M31 progenitors for our 4 models. Top: mass-weighted, middle: log scale, bottom: ratio of the mass-weighted to the volume-weighted ionized fractions $\langle x \rangle^m / \langle x \rangle^v$.

histories between the 2 galaxies. All 3 halo-based models have one or more recombination episodes at $z=16.5$ and $z=14$, where the $\langle x \rangle^m$ suddenly drops for a few snapshots. These recombination episodes are related to missed detections of the haloes in the corresponding snapshots, also visible as the drops in total emissivity of Fig. 1. Therefore we must consider them as spurious. The SPH model, on the other hand, produces a very smooth and monotonous reionization of the progenitors. The bottom panel of Fig. 2 shows the ratio of the mass-weighted to the volume-weighted ionized fraction. For the SPH, H42 and H43 models, $\langle x \rangle^m / \langle x \rangle^v > 1$ for most of the redshift range, indicating that high-density regions are more ionized than low-density regions, i.e. I-front propagation proceeds locally inside-out: high density regions containing the sources are reionized first and the neighbouring regions with lower densities are impacted only later on. The ratio drops below unity as voids become dominant in ionized regions before reaching unity as sourceless denser regions such as gas filaments (Finlator et al. 2009) are eventually reionized.

3.2. Reionization maps

We determine the reionization redshift of a given cell as the redshift of the last snapshot where its ionized fraction raised above $x_{\text{ion}} > 0.5$, i.e. if a cell reionizes at z_1 and then recombines, and gets ionized again at $z_2 < z_1$, we keep z_2 as the reionization redshift. This definition guarantees that our reionization maps will not be severely affected by spurious sources. The respective centers of the MW, M31 and M33 progenitors define a unique plane, which we will refer to as the 3M plane throughout the paper. It provides a useful common reference for studying the reionization history of these galaxies. The maps of Fig. 3 show the average reionization redshift in a slab of $0.2 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ thickness centered on this plane. All panels share the same color code. The 3 red dashed circles of radius 1, 1, and $0.5 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ respectively for MW, M31 and M33 are centered on each galaxy's center of mass. They are indicative of the position and extent of each galaxy's progenitor. The sawtooth features on the sides are due to the transition from the HR to LR domain of the simulation. The maps are ordered in increasing global average reionization redshift from (a)

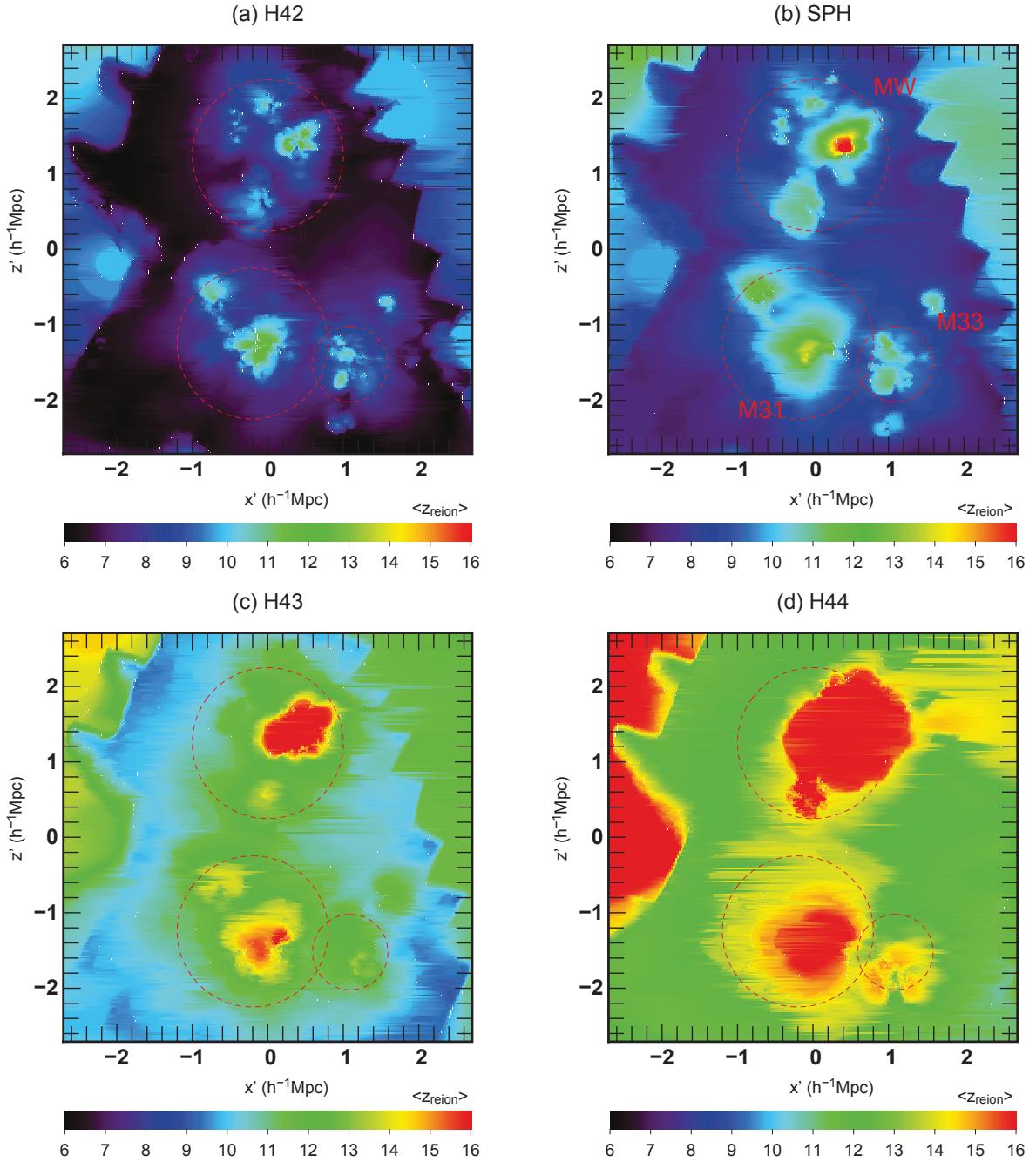


Fig. 3.— Reionization maps of the local group of galaxies for our 4 scenarios. The simulation domain has been cut in the plane containing the centers of M31, M33 and the MW. The maps are obtained as the average z_{reion} of a slab of $0.2 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ thickness centered on this plane. The color codes the reionization redshift of each cell. The red dashed circles show the approximate location of the progenitors of the 3 major local group galaxies. The square artifacts in the corners are due to the transition from the high to low resolution domains of the SPH simulation.

to (d) which also corresponds to increasing source efficiency.

3.2.1. Impact of source efficiency

Low efficiency (a+b) models are much patchier than their high efficiency counterparts (c+d). The MW progenitor of the low efficiency models seems to consist of 4 main objects which reionize in isolation. This patchiness is expected due to the multiplicity of sources within each progenitor. The patches themselves also display a lot of internal structure. The latter can be related to the presence of dense infalling gas sheets and filaments, which reionize later than diffuse regions, as shown in Finlator et al. (2009). The structures of the individual patches also become smoother with increasing source efficiency. We also note that higher efficiency models yield earlier reionization, as expected. Due to the very low density we set in the LR region, reionization happens there very quickly, driven by a few sources outside of the volume plotted here, located at the HR/LR boundary.

3.2.2. Impact of source modelling

The H42 and SPH models (a) and (b) have comparable emissivities. As a result, The overall structure of the (a) and (b) panels is rather similar: the patches are in comparable numbers and extents, except for the largest MW patch, which is much more prominent in the SPH model. However, the average z_{reion} is slightly higher in the SPH model. Indeed, the H42 model is slightly fainter, and its photons are distributed upon a larger number of sources, and therefore each source is less luminous than its SPH counterpart.

Therefore, besides the effect described above, which could be compensated by a small increase in emissivity of the H42 model, we see that the details of source modelling play little role: photon output is the driving parameter here.

3.2.3. Comparison with M31 and M33

Except for one minor patch in the outskirts, the reionization of M31 is more symmetrical and spherical than the MW's. Moreover, MW's reionization seems to start earlier, as the highest z_{reion} patch is always larger in the MW than in M31. In the SPH model, reionization starts slightly earlier

in the MW than in M31. Indeed, in the simulation we used, the first stars appear in larger number in the MW region than in M31. This trend is also seen in the 3 halo-based models, indicating that its origin likely lies in the slower assembly of M31 in the simulation. Indeed such a delay in the formation of 2 galaxies of similar mass in a pair is not uncommon, as can be seen in Fig. 2 of Forero-Romero et al. (2011) for similar simulations. In all cases, M31 and MW reionize in isolation. There is always a clear gap in z_{reion} between them, and therefore the reionization of each progenitor is driven by its inner sources only. This is also true for the less massive M33, which seems to reionize a fair fraction of its progenitor in all models, although the color scale makes it difficult to see in panel (c). However, we can not say at this stage if some fraction of M33's progenitor is not reionized by photons from M31.

The fact that MW and M31 did not interact radiatively during reionization allows an important simplification in satellite population models as long as no influence from Virgo is considered. It validates the approach used for the internal reionization models of Ocvirk & Aubert (2011) and Font et al. (2011), who neglected the influence of M31 on the reionization of MW satellites.

3.3. Merger trees of HII regions

In order to further study the morphology and the evolution of the local HII regions we have built the merger tree of the ionized bubbles within a cube of 100 cells side (i.e. $9.21 \text{ h}^{-3} \text{Mpc}^3$), centered on the progenitors. The method is described in detail in Chardin et al. (2012). It consists in tagging the ionized regions ($x_{\text{ion}} > 0.5$) in each snapshot, linking them between different snapshots following a spatial criterion, and following the subsequent fusions with other bubbles. The tagging step is similar to the FOF method of Friedrich et al. (2011), but the linking provides a more dynamical view of the evolution of the structures.

Fig. 4 gives the HII regions merger trees for the MW and M31 progenitor volumes for our 4 scenarios. Each panel shows the evolution of the volume of individual HII regions within the progenitor from $z=19.35$ to $z=6$.

Let us focus on panel SPH MW, showing the merger tree obtained with the SPH model for

the MW progenitor. There is one large region clearly dominating from $z=18.5$ and $z=10$. In the meantime another roughly 10 times smaller patch is growing, until it eventually overtakes and merges with the first HII region. The resulting bubble then engulfs several much smaller patches and finally takes the whole progenitor volume at $z \sim 8$. Several other smaller bubbles are seen merging with the main bubble over the redshift range. Most of them do not have any time to grow and merge right after their birth, resulting in the quasi-vertical tracks of the figure. Some however manage to grow in isolation to an intermediate size (e.g. the group of 4 bubbles of $\sim 10^{-3} h^{-3} \text{Mpc}^3$ around $z=11$) before merging with the main or second largest bubble. These are the main features of the growth of HII regions within the MW progenitor. This confirms the diagnostic drawn from the visual inspection of the reionization map (b) of Fig. 3: there is one major HII region driving reionization in the largest fraction of the progenitor, while a few smaller patches manage to reionize in isolation. We also see that the largest region at some redshift does not necessarily dominate the reionization process at all times: it can be outpaced by another faster although younger growing region.

As the source efficiency increases (from left to right), the fusions are shifted to higher redshift. In model H43, the reionization of the progenitors is driven by one main bubble resulting from the early ($z=16$) overlap of a cluster of tiny HII regions. A strong recombination episode (seen as a rapid decrease of a patch's volume) takes place at $z \sim 16$ in both models. Milder recombination episodes are also found for the SPH model for both the MW and M31, showing that they could be a common feature of the reionization of galaxy progenitors. However we can not reasonably interpret this further since we have seen that the halo-based models include a fractions of spurious low-mass sources which may produce additional spurious recombination events.

We also built the merger trees of the HII patches for the M31 progenitor with the same methodology. They are shown in the bottom line of Fig. 4. Reionization starts slightly later in M31 in all models except the lowest emissivity H42. The merger trees have the same global properties as those of the MW, especially at high emissiv-

ity (H43-44). However, the SPH model yields a larger number of long-lived minor bubbles in the M31 tree than for the MW, which is contrary to the impression given by the reionization map (panel b of Fig. 3). We found out that the latest ones actually belong to M33, since the 100 cells side cube containing M31's progenitor also contains a fraction of M33's progenitor. We therefore refrain from a more in-depth analysis of M31's HII patches merger trees.

As a conclusion, the analysis in merger trees of the HII regions confirms our first interpretation of the reionization maps: our simulated MW has always 1 to 4 significant bubbles, which merge with a number of minor bubbles. As source emissivity increases, the number of significant bubbles decreases and the fusions take place earlier.

4. Discussion

Such internal, isolated reionization of MW-size galaxies is in agreement with results from Weinmann et al. (2007) and the photon-poor regime of I11. However, the model 1 of I11 (roughly similar to our model H43) predicts that for high emissivities the LG should be reionized *externally* by photons from Virgo, at $z=10.5$ -10.25. We found that in this regime the MW and M31 actually reionize much earlier than this, i.e. at $z=11.5$, and they do so *internally*. This highlights an important caveat of the present study: since the Virgo galaxy cluster is outside of the HR region of the CLUES simulation we used, it is simply not taken into account. Moreover, our work and I11 use different setups, which makes comparing reionization timings very tricky. First, unlike I11, we have not implemented any feedback on the low-mass, suppressible sources. It is difficult to predict the impact of this simplification: although we do not suppress low-mass sources in the H43 model, they are 15 times fainter than in model 1 of I11. Moreover, the mass resolution of our simulation is a factor ~ 50 higher than in I11. It is therefore expected that the lowest mass haloes form earlier in our simulation, providing earlier sources to reionize the LG. This is well documented in the literature. For instance, the top panel of Fig. 1 in Aubert & Teyssier (2010) shows the total number of emitted photons per hydrogen atom for 4 different resolutions, with the same stellar emissivity

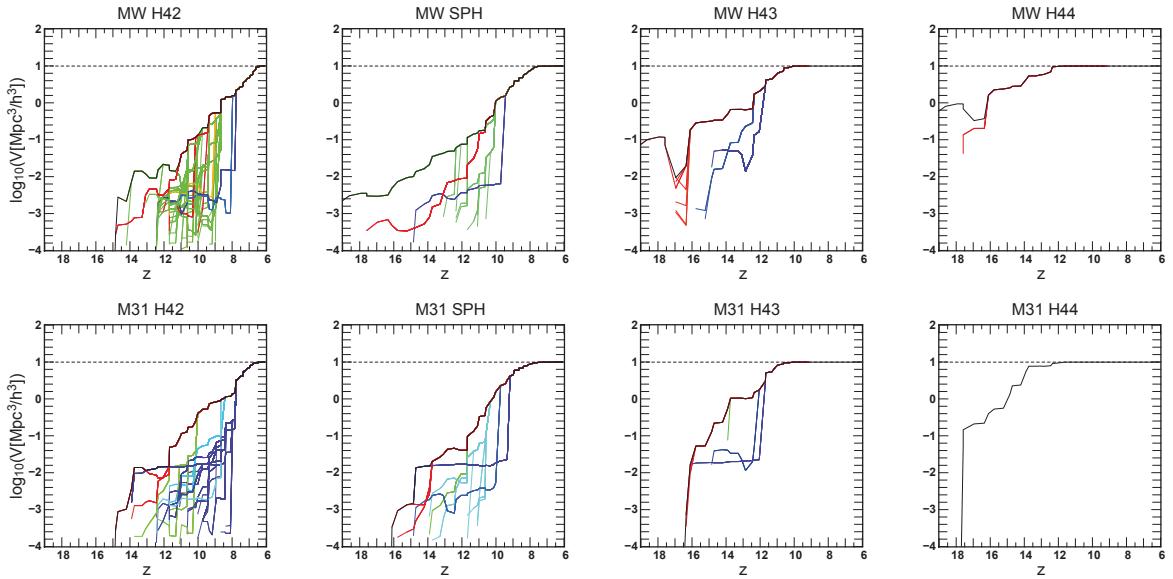


Fig. 4.— Merger trees of the MW and M31 HII regions for our 4 models. The black solid line follows the largest HII region, while the colored lines show all the bubbles which have been larger than 10% of the largest one at some point in time. The dashed line shows the total volume of the cube containing the MW progenitor during the EoR. The color codes the redshift of the fusion with the largest HII region (red is early, blue is late).

for all 4 simulations. At $z > 10$, the $12.5 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ box can produce up to 100 times more photons than the $50 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ box. This corresponds to a factor 64 increase in mass resolution. This is close to the difference in mass resolution between I11 and the present study. We note however that Aubert & Teyssier (2010) refers to a postprocessing based on using star particles as source, and not a halo-based formalism as we do here in I11. Nevertheless, considering this result, it seems reasonable to expect that $z > 10$ photon production can be boosted by a large factor as a result of improved mass resolution between I11 and our study. This boost in turn leads to an earlier reionization of the LG, despite using emissivities roughly similar to the photon-rich scenario of I11. Likewise, increasing resolution would also boost the photon output of Virgo at early times, so that its I-front could reach the LG earlier than found by I11. But will it happen early enough to reionize the LG externally rather than internally? The question remains. Ideally, assessing the influence of Virgo on the reionization of the LG will require a high resolution simulation of the formation of the LG

and its environment, including Virgo, in the spirit of I11, but at the resolution of the present work or better. Thanks to the rapid evolution of the hardware and high performance computing facilities, we expect this will become feasible in the coming years.

5. Conclusions

We have radiatively post-processed a high resolution simulation of the formation of the LG in order to investigate the reionization of MW and M31 at galaxy scale. We have used 4 different ionizing source models with various luminosities to assess the impact of uncertainties on the sources nature and emissivity. We find that the reionization of the MW progenitor is generally patchy, with 2–4 major regions and a few minor ones reionizing in isolation. Increasing emissivity leads to fewer isolated patches and accelerated reionization: our most photon-poor scenario reionizes the MW progenitor at $z=7.5$, and at $z=14$ in the most photon-rich regime. Our results are in fair agreement with the literature available, although very few stud-

ies tackled reionization at these scales. Partial or total recombination episodes are common, in particular at $z > 10$. They are more frequent in the halo-based models. We performed an analysis of our radiative transfer simulations in terms of merger trees of HII regions, which confirms these diagnostics. We find that reionization of the progenitors of the MW and M31 is internally driven for all our models. This is expected since they are the most massive objects in our radiative transfer box and we did not include any external source such as Virgo, contrary to I11. However, in all cases, we find that M31 and the MW reionize in isolation: each progenitor is reionized by its own sources only: there is always a clear gap in z_{reion} between M31 and the MW. Despite the proximity of these 2 galaxies all along cosmic history, they did not influence each other during reionization. In the future we will focus on improving the physics of our post-processing methodology, by including photo-heating induced self-regulation of star formation in haloes, and molecular hydrogen formation and its dissociation by Lyman-Werner photons.

Acknowledgements

This study was performed in the context of the LIDAU project³. The LIDAU project is 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 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). AK is supported by the *Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación* (MICINN) in Spain through the Ramon y Cajal programme as well as the grants AYA2009-13875-C03-02, AYA2009-12792-C03-03, CSD2009-99964, and CAM S2009/ESP-1496. GY acknowledges support from MICINN under research grants AYA2009-13875-C03-02, FPA2009-

³http://aramis.obspm.fr/LIDAU/Site_2/LIDAU--Welcome.html

08958 and Consolider Ingenio SyeC CSD2007-0050. 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 language⁴, and its yorick-gl extension which was used in the course of this study.

REFERENCES

- Alvarez, M. A., Busha, M., Abel, T., & Wechsler, R. H. 2009, ApJ, 703, L167
- Aubert, D., & Teyssier, R. 2008, MNRAS, 387, 295
- . 2010, ApJ, 724, 244
- Baek, S., Di Matteo, P., Semelin, B., Combes, F., & Revaz, Y. 2009, A&A, 495, 389
- Bekki, K., & Chiba, M. 2005, ApJ, 625, L107
- Belokurov, V., & et al. 2007, ApJ, 654, 897
- 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
- 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
- Chardin, J., Aubert, D., Ocvirk, P., & Wozniak. 2012, MNRAS, 296
- Codis, S., Pichon, C., Devriendt, J., et al. 2012, ArXiv e-prints
- Dubois, Y., Devriendt, J., Slyz, A., & Teyssier, R. 2012, MNRAS, 2188
- Dubois, Y., Pichon, C., Haehnelt, M., et al. 2011, ArXiv e-prints
- Fan, X., Strauss, M. A., Becker, R. H., et al. 2006, AJ, 132, 117

⁴<http://www.maumae.net/yorick/doc/index.html>

- Finlator, K., Davé, R., & Özel, F. 2011, *ApJ*, 743, 169
- Finlator, K., Özel, F., Davé, R., & Oppenheimer, B. D. 2009, *MNRAS*, 400, 1049
- Font, A. S., Benson, A. J., Bower, R. G., et al. 2011, ArXiv e-prints
- Forero-Romero, J. E., Hoffman, Y., Yepes, G., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 1434
- Frank, S., Rasera, Y., Vibert, D., et al. 2012, *MNRAS*, 2183
- Friedrich, M. M., Mellema, G., Alvarez, M. A., Shapiro, P. R., & Iliev, I. T. 2011, *MNRAS*, 413, 1353
- Gill, S. P. D., Knebe, A., & Gibson, B. K. 2004, *MNRAS*, 351, 399
- Gnedin, N. Y. 2000, *ApJ*, 542, 535
- Gottloeber, S., Hoffman, Y., & Yepes, G. 2010, ArXiv e-prints
- Haardt, F., & Madau, P. 1996, *ApJ*, 461, 20
- . 2011, ArXiv e-prints
- Hoeft, M., Yepes, G., Gottlöber, S., & Springel, V. 2006, *MNRAS*, 371, 401
- Hoffman, Y., Metuki, O., Yepes, G., et al. 2012, ArXiv e-prints
- Iliev, I. T., Mellema, G., Shapiro, P. R., & Pen, U.-L. 2007, *MNRAS*, 376, 534
- Iliev, I. T., Moore, B., Gottlöber, S., et al. 2011, *MNRAS*, 296
- Iliev, I. T., Shapiro, P. R., & Raga, A. C. 2005, *MNRAS*, 361, 405
- Iliev, I. T., Ciardi, B., Alvarez, M. A., et al. 2006, *MNRAS*, 371, 1057
- Iliev, I. T., Whalen, D., Mellema, G., et al. 2009, *MNRAS*, 400, 1283
- Irwin, M. J., & et al. 2007, *ApJ*, 656, L13
- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Valenzuela, O., & Prada, F. 1999, *ApJ*, 522, 82
- 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., & 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, ArXiv e-prints
- 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, *ApJ*, 524, L19
- Muñoz, J. A., Madau, P., Loeb, A., & Diemand, J. 2009, *MNRAS*, 400, 1593
- Ocvirk, P., & Aubert, D. 2011, *MNRAS*, 417, L93
- . 2012, Assembling the Puzzle of the Milky Way, Le Grand-Bornand, France, Edited by C. Reylé; A. Robin; M. Schultheis; EPJ Web of Conferences, Volume 19, id.03005, 19, 3005
- Ocvirk, P., Pichon, C., & Teyssier, R. 2008, *MNRAS*, 390, 1326
- Pawlak, A. H., & Schaye, J. 2011, *MNRAS*, 412, 1943
- Petkova, M., & Springel, V. 2011, *MNRAS*, 412, 935

- Rasera, Y., & Teyssier, R. 2006, A&A, 445, 1
- Razoumov, A. O., & Sommer-Larsen, J. 2010, ApJ, 710, 1239
- Rosdahl, J., & Blaizot, J. 2011, ArXiv e-prints
- Shapiro, P. R., Iliev, 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. 2003a, MNRAS, 339, 289
- . 2003b, MNRAS, 339, 289
- Walsh, S. M., Jerjen, H., & Willman, B. 2007, ApJ, 662, L83
- Weinmann, S. M., Macciò, A. V., Iliev, I. T., Mellema, G., & Moore, B. 2007, MNRAS, 381, 367
- Willman, B., & et al. 2005, ApJ, 626, L85
- Wise, J. H., & Abel, T. 2011, MNRAS, 414, 3458
- Wise, J. H., & Cen, R. 2009, ApJ, 693, 984
- Yajima, H., Choi, J.-H., & Nagamine, K. 2011, MNRAS, 412, 411
- Zahn, O., Lidz, A., McQuinn, M., et al. 2007, ApJ, 654, 12
- Zucker, D. B., Belokurov, V., Evans, N. W., et al. 2006, ApJ, 643, L103

Conclusion

La superstition est à la religion ce que l'astrologie est à l'astronomie, la fille très folle d'une mère très sage.

VOLTAIRE

Des travaux accomplis ...

L'étude de la période de réionisation permet d'aborder une multitude de questions encore en suspens dans le contexte astrophysique contemporain. Cette période a été à l'origine de changements drastiques dans l'état d'ionisation de l'Univers qui se sont accompagnés de changements dans l'évolution de sa température. Cette transition s'est déroulée d'une manière très inhomogène sur une durée encore mal contrainte. De nombreuses questions en lien avec le déroulement de cette période ont été soulevées durant ce travail de thèse que ce soit pour quantifier l'évolution du phénomène en lui-même ou bien pour étudier son influence sur la formation et l'évolution des galaxies en vue de rendre compte des observations faites aujourd'hui. On rappelle la série de questions posées en introduction :

- Comment se déroule la réionisation d'une manière globale ?
- Quels sont les ingrédients clés dans les modèles qui dictent l'évolution géométrique du phénomène ?
- Comment les différentes histoires individuelles de réionisation associées à des galaxies particulières se déroulent elles ?
- Comment l'environnement d'une galaxie influe-t-il sur son histoire propre de réionisation ?
- Comment notre propre galaxie et ses voisines ont elles subie l'influence de cette période ?

-
- Portent-elles toujours aujourd’hui la signature de leurs histoires de réionisation passées ?

L’ère des simulations numériques du processus de réionisation n’en est encore qu’à ses jeunes années. Les techniques d’analyse des simulations ne se focalisent à l’heure actuelle que sur l’étude de quantités comme l’évolution de la fraction ionisée, l’évolution de la profondeur optique Thompson ou encore la caractérisation du spectre de puissance du champ ionisé. Ces types d’approches permettent d’appréhender le phénomène de manière globale. Elles permettent également d’obtenir une première idée de la taille typique des régions ionisées et de leur processus de croissance. En revanche, elles rencontrent des difficultés à décrire l’évolution dynamique et locale du processus. En effet, la réionisation, phénomène global, résulte de la convergence de multiples processus locaux que peinent à transcrire les approches classiques. Il est ainsi difficile de quantifier comment la variation des différents paramètres libres utilisés dans les simulations influent sur les différentes histoires individuelles de réionisation associées à une ou quelques galaxies. Le besoin d’avoir une description temporelle et locale du processus devient donc de plus en plus une nécessité en vue de l’analyser de manière plus fine.

Dans ce contexte, une nouvelle technique d’analyse des simulations de la réionisation a été développée dans le cadre de ce projet de thèse. La technique s’appuie sur l’extraction d’un arbre de fusion des régions HII dans les simulations. Un tel arbre a pour vocation de faire le suivi individuel des différentes régions ionisées apparaissant autour des multiples sources au cours d’une simulation donnée. Le principe consiste en l’identification des régions et en leur suivi temporel au cours de la simulation, de leur naissance jusqu’au dernier instantané disponible dans la simulation. Un tel arbre permet une multitude d’analyses et a été l’objet de plusieurs études présentées dans ce manuscrit.

Dans un premier temps, l’analyse de l’influence de la nature des sources ionisantes sur le processus global de fusions des régions a été entreprise dans des simulations à l’échelle cosmologique. Trois modèles différents de sources ionisantes ont été utilisés comme paramètres d’entrée dans les simulations et deux résolutions spatiales de simulations ont été étudiées. Il a été montré, en complément des analyses globales des simulations, que les différentes prescriptions utilisées pour l’émissivité des sources ionisantes génèrent des histoires de fusions de régions différentes. Les modèles utilisant “les particules stellaires” où le nombre de photons ionisants émis est convergé à chaque instant ont montré des histoires différentes avec un processus de fusion des régions plus soudain et violent que dans les modèles utilisant comme sources des halos ou des étoiles avec une émissivité constante. Ces deux derniers types de modèles ont quant à eux montré un certain niveau de similarité dans les épisodes de fusions locales des régions. Les modèles avec des halos sont cependant les plus à même de résoudre les plus petites régions HII et les stades initiaux des histoires de fusions locales. Enfin il a été mis en évidence que l’augmentation de

la résolution spatiale des simulations tendait à réduire les différences entre les différents modèles.

L'analyse des simulations grâce à l'arbre de fusion a également permis de suivre les différentes histoires de réionisation locales associées à une ou quelques galaxies en vue de lier les histoires passées de réionisation aux galaxies à $z=0$. Globalement, il a été observé que la durée de vie d'une histoire locale de réionisation en isolation diminue avec le temps cosmique d'apparition de la source ionisante associée. Cette diminution s'accompagne également d'une diminution du volume que la région peut atteindre avant de faire partie du fond UV global. De même il a été mis en évidence que plus une galaxie est massive aujourd'hui, plus celle-ci a eu l'opportunité de réioniser de manière isolée pendant une longue durée. Des prédictions statistiques relatives à notre Groupe Local de galaxies tendraient à montrer qu'il aurait pu voir son contenu ionisé par son contenu en sources uniquement, sans influence d'un front UV extérieur comme celui de Virgo par exemple. Comparé à des simulations contraintes à l'échelle du Groupe Local, nos résultats fournissent des durées équivalentes pour des galaxies de type Voie Lactée avec cependant des volumes de régions HII plus élevés.

Dans un troisième temps, cette même technique a permis d'étudier la réionisation du Groupe Local de galaxie dans des simulations contraintes à cette échelle. La simulation de différents modèles avec des émissivités variables pour les sources a été entreprise en se focalisant sur les redshifts de réionisation de MW et M31. Les conclusions qui ont été tirées grâce à l'arbre de fusion ont permis de montrer que, peu importe les modèles considérés, la réionisation des progéniteurs de la Voie Lactée et de M31 se déroulent de manière isolée sans aucune action d'une des deux galaxies sur sa partenaire.

... qui tendent vers d'autres types d'analyses ...

Des travaux présentés dans ce manuscrit, il est apparu que l'arbre permet d'aborder d'autres types d'analyses pour contraindre les simulations de la période de réionisation. En plus de l'étude des histoires locales de réionisation associées à des galaxies individuelles, des études statistiques contraintes à un niveau supérieur peuvent être établies. Dans la prolongation de cette étude, l'objectif serait, par exemple, de capter dans les simulations des groupes de halos représentatifs du Groupe Local avec des halos présentant les bonnes gammes de masse et des distances entre halos semblables à celles de la Voie Lactée et M31. En poussant plus loin cette idée, la démarche consisterait à étudier les différentes histoires de réionisation en regard de l'environnement des halos progéniteurs. Un des buts serait de quantifier l'évolution des ces histoires en fonction de la densité de galaxies voisines par exemple.

Un autre type d'analyse résiderait dans le suivi de l'évolution temporelle

du rayon individuel de chaque région HII apparue au cours d'une simulation. Cela permettrait de quantifier l'évolution individuelle des régions en fonction de l'environnement dans lequel elles s'étendent. De tel profils d'expansion pourraient effectivement être mis en regard avec le champ de densité local, la masse des sources progénitrices des régions ou la température locale par exemple. De même, ils pourraient directement être comparés avec des expressions analytiques du profil d'expansion des sphères ionisées. Ces profils pourraient constituer un ingrédient supplémentaire des modèles semi-analytiques de formation des galaxies.

De plus, les analyses menées dans le cadre de cette thèse ne se sont limitées qu'à des analyses des cartes de fraction d'ionisation. On pourrait imaginer utiliser la même technique pour suivre des régions dans lesquelles la température est au dessus d'un certain seuil. L'objectif serait alors d'étudier la corrélation d'un tel arbre de fusion de "bulles de température" avec celui des régions HII. Une telle étude pourrait être à l'origine de la caractérisation du degré de liaison entre le chauffage du gaz et son histoire d'ionisation. Les analyses déjà menées pourraient être combinées avec l'étude des cartes de densité du gaz et des cartes de températures. La confrontation de ces différentes quantités permettrait notamment de calculer le temps de refroidissement et le temps dynamique moyen partout dans la simulation, ce qui permettrait de calculer dans chaque cellule si la formation de sources ionisantes est possible ou non. Un des objectifs pourrait être alors d'obtenir l'arbre de fusion des régions où la formation stellaire est possible selon ce critère. L'idée, à terme, est de comparer histoire de réionisation, de chauffage et de rétroaction, en comparant les arbres associés.

... et des simulations de plus en plus précises

Dans l'optique d'apporter des réponses dans le processus de formation et d'évolution des galaxies dans un contexte cosmologique, il reste beaucoup de chemin à parcourir. Notamment, de nombreuses améliorations doivent encore être apportées dans le cadre de la modélisation numérique du processus de réionisation en vue de contraindre son influence sur les galaxies observées aujourd'hui. L'objectif ultime serait de tendre vers une résolution de la formation stellaire à l'échelle de quelques parsecs dans des simulations à l'échelle du Giga-parsec pour obtenir la représentation la moins biaisée de l'Univers aux grandes échelles. D'un coté, certaines simulations permettent de résoudre les grandes échelles en approximant la physique régissant les petites échelles comme la formation stellaire. D'autres parts, certains modèles se focalisent sur la résolution de la physique mise en jeu à l'échelle de la formation stellaire dans des petits volumes qui ne sont pas représentatif de l'Univers dans son ensemble. Il existe donc, à l'heure actuelle, un fossé à combler entre ces deux extrêmes pour capter la physique de manière auto-consistante à toutes les échelles d'intérêts.

L'avènement de techniques numériques de plus en plus sophistiquées comme le raffinement des grilles ou encore les simulations zoomées permettent d'ouvrir une brèche dans ce chemin semé d'embûches. La combinaison de tels outils avec la croissance des moyens de calculs offerte par les supercalculateurs nous amène à tutoyer de plus en plus les simulations avec les résolutions désirées.

En dehors des considérations générales d'ordre matérielles pour faire converger les simulations en terme de résolution et de physique, de nombreuses améliorations doivent également être apportées en vue de contraindre notre modélisation des sources dans les simulations. En particulier un traitement des AGNs ou des quasars dans des simulations auto-consistantes à l'échelle cosmologique est d'un intérêt crucial en vue d'apporter des précisions sur leur influence durant la période de réionisation. Dans ce contexte, l'utilisation de codes de transfert multi-longueurs d'ondes permettrait d'étudier précisément leur impact sur les réalisations des champs ionisés générés dans les simulations.

En plus de l'étude commune de la réionisation de l'hydrogène, de nombreuses études se sont récemment focalisées sur la prise en considération de l'hélium dans les simulations de la période de réionisation. De telles études permettraient de mettre en relief l'impact de la réionisation de l'hélium sur la réionisation de l'hydrogène. De plus, cela mènera à une compréhension plus fine de l'évolution du champ de température de l'Univers que dans le cas où seul l'hydrogène est considéré. Une telle étude devient nécessaire en vue de faire des comparaisons avec les observations à venir de la raie à 21 cm de l'hydrogène qui seraient impactées par la prise en considération de l'hélium.

La majeure partie des simulations ne se focalisent à l'heure actuelle que sur un post-traitement du transfert du rayonnement. Un des objectifs est de faire converger les simulations en terme de résolution tout en tenant compte de l'influence du transfert radiatif de manière consistante avec l'évolution du champ de matière. Certains codes sont d'ores et déjà capable de fournir un traitement auto-régulé de la formation de sources et de son impact sur le gaz et son action sur la formation de générations futures de sources. Un des objectifs réside donc dans l'implémentation de la rétroaction du transfert sur la formation stellaire dans des versions codes numériques déjà testées et validées. Ce genre d'améliorations ne se fera pas sans difficulté en considérant que cela demandera toujours un coût de calcul de plus en plus élevé. Une réponse en vue de pallier ce genre d'inconvénients peut être entrevue par l'avènement des calculs entrepris sur cartes graphiques (GPUs) dont le code de transfert utilisé dans ces travaux est un bon exemple.

Epilogue

Tous les points évoqués précédemment présentent les objectifs vers lesquels tendre idéalement. Ils soulignent l'ampleur du défi qui voudrait que l'on

tende vers une simulation qui prendrait tous ces éléments en considération de manière auto-consistante. Malgré de nombreuses astuces et une ingéniosité sans limite de la communauté, le bout du tunnel est encore loin. C'est ce qui rend étrangement très excitante l'étude de la période de la réionisation et de l'Univers à haut redshift en général.

De plus, la communauté est en pleine effervescence avec l'arrivée des premiers résultats observationnels notamment par le biais de l'étude de la raie à 21 cm. L'instrument GMRT a déjà fourni les premiers résultats et LOFAR est en train de fournir les siens. La promesse d'une vue tomographique de la période de réionisation par l'instrument SKA et d'une observation directe des galaxies primitives par le JWST finira inéluctablement par apporter des contraintes de plus en plus fortes sur la compréhension du processus.

Idéalement l'étude de plus en plus précise du phénomène nous permettra d'apporter des réponses quant à l'impact de la réionisation sur par exemple la distribution et la morphologie des galaxies observées aujourd'hui. Notre compréhension de l'histoire passée de l'Univers, en plus de l'intérêt de répondre à la question de nos origines, nous permettra donc de mieux comprendre l'Univers qui nous entoure aujourd'hui à $z = 0$.

Bibliographie

- Abel, T., Anninos, P., Norman, M. L., & Zhang, Y. 1998, *ApJ* , 508, 518
- Abel, T., Anninos, P., Zhang, Y., & Norman, M. L. 1997, *NewA*, 2, 181
- Abel, T., Bryan, G. L., & Norman, M. L. 2000, *ApJ* , 540, 39
- Abel, T., Bryan, G. L., & Norman, M. L. 2002, *Science*, 295, 93
- Abel, T., Norman, M. L., & Madau, P. 1999, *ApJ* , 523, 66
- Abel, T. & Wandelt, B. D. 2002, *MNRAS* , 330, L53
- Ahn, K., Hong, S. E., Park, C., et al. 2010, ArXiv e-prints
- Ahn, K., Iliev, I. T., Shapiro, P. R., et al. 2012, *ApJL* , 756, L16
- Allison, A. C. & Dalgarno, A. 1969, *ApJ* , 158, 423
- Altay, G., Croft, R. A. C., & Pelupessy, I. 2008, *MNRAS* , 386, 1931
- Alvarez, M. A., Bromm, V., & Shapiro, P. R. 2006, *ApJ* , 639, 621
- Alvarez, M. A., Busha, M., Abel, T., & Wechsler, R. H. 2009, *ApJL* , 703, L167
- Anninos, W. Y. & Norman, M. J. 1994, *ApJ* , 429, 434
- Appel, A. W. 1985, *SIAM J. Sci. Stat. Comp.*, 6, 85
- 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, *AAP* , 495, 389

- Baek, S., Semelin, B., Di Matteo, P., Revaz, Y., & Combes, F. 2010, AAP , 523, A4
- Barkana, R. 2002, NewA, 7, 85
- Barkana, R. & Loeb, A. 1999, ApJ , 523, 54
- Barkana, R. & Loeb, A. 2001, PhR, 349, 125
- Barkana, R. & Loeb, A. 2004, ApJ , 609, 474
- Barnes, J. & Hut, P. 1986, Nature , 324, 446
- Baugh, C. M. 2006, Reports on Progress in Physics, 69, 3101
- Becker, G. D., Bolton, J. S., Haehnelt, M. G., & Sargent, W. L. W. 2011, MNRAS , 410, 1096
- Becker, R. H., Fan, X., White, R. L., et al. 2001, AJ , 122, 2850
- Bennett, C. L., Larson, D., Weiland, J. L., et al. 2012, ArXiv e-prints
- Benson, A. J. 2010, PhR, 495, 33
- 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
- Benson, A. J., Sugiyama, N., Nusser, A., & Lacey, C. G. 2006, MNRAS , 369, 1055
- Bergström, L. 2000, RPPh, 63, 793
- Bertone, G., Hooper, D., & Silk, J. 2004, PhR, 405, 279
- Bertschinger, E. 1998, ARA&A , 36, 599
- Bertschinger, E. & Gelb, J. M. 1991, Computers in Physics, 5, 164
- Bond, J. R., Cole, S., Efstathiou, G., & Kaiser, N. 1991, ApJ , 379, 440
- Bouchet, F. R. & Kandrup, H. E. 1985, ApJ , 299, 1
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Franx, M., & Ford, H. 2007, ApJ , 670, 928
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Franx, M., & Ford, H. 2008, ApJ , 686, 230

- Bower, R. G. 1991, MNRAS , 248, 332
- Bromm, V., Coppi, P. S., & Larson, R. B. 2002, ApJ , 564, 23
- Bromm, V. & Larson, R. B. 2004, ARA&A , 42, 79
- 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
- Carroll, S. M., Press, W. H., & Turner, E. L. 1992, ARA&A , 30, 499
- Cen, R. 1992, ApJS , 78, 341
- Cen, R. Y., Ostriker, J. P., Jameson, A., & Liu, F. 1990, ApJL , 362, L41
- Centrella, J. & Melott, A. L. 1983, Nature , 305, 196
- Chardin, J., Aubert, D., & Ocvirk, P. 2012, AAP , 548, A9
- Chardin, J., Aubert, D., & Ocvirk, P. 2013
- Chiosi, C. 2000, (Berlin: Springer), 301, 569
- Chiu, W. A. & Ostriker, J. P. 2000, ApJ , 534, 507
- Choudhury, T. R., Haehnelt, M. G., & Regan, J. 2009, MNRAS , 394, 960
- Chuzhoy, L. & Shapiro, P. R. 2006, ApJ , 651, 1
- Ciardi, B. & Ferrara, A. 2005, SSRv, 116, 625
- Ciardi, B., Ferrara, A., & Abel, T. 2000a, ApJ , 533, 594
- Ciardi, B., Ferrara, A., Governato, F., & Jenkins, A. 2000b, MNRAS , 314, 611
- Ciardi, B., Ferrara, A., Marri, S., & Raimondo, G. 2001, MNRAS , 324, 381
- Couchman, H. M. P., Thomas, P. A., & Pearce, F. R. 1995, ApJ , 452, 797
- Courtin, J., Rasera, Y., Alimi, J.-M., et al. 2011, MNRAS , 410, 1911
- Croft, R. A. C. & Altay, G. 2008, MNRAS , 388, 1501
- Dalla Vecchia, C. & Schaye, J. 2008, MNRAS , 387, 1431
- Dave, R., Dubinski, J., & Hernquist, L. 1997, NewA, 2, 277
- Dijkstra, M., Haiman, Z., Rees, M. J., & Weinberg, D. H. 2004, ApJ , 601, 666

- Doroshkevich, A. G., Kotok, E. V., Poliudov, A. N., et al. 1980, MNRAS , 192, 321
- Dubroca, B. & Feugeas, J. L. 1998, Hiérarchie de Modèles aux Moments pour le Transfert Radiatif
- Efstathiou, G., Davis, M., White, S. D. M., & Frenk, C. S. 1985, ApJS , 57, 241
- Efstathiou, G. & Eastwood, J. W. 1981, MNRAS , 194, 503
- Efstathiou, G., Frenk, C. S., White, S. D. M., & Davis, M. 1988, MNRAS , 235, 715
- Evrard, A. E. 1988, MNRAS , 235, 911
- Fakhouri, O. & Ma, C.-P. 2008, MNRAS , 386, 577
- Fan, X., Strauss, M. A., Becker, R. H., et al. 2006, AJ , 132, 117
- Field, G. B. 1959, ApJ , 129, 536
- Finlator, K., Davé, R., & Özel, F. 2011, ApJ , 743, 169
- Finlator, K., Özel, F., & Davé, R. 2009a, MNRAS , 393, 1090
- Finlator, K., Özel, F., Davé, R., & Oppenheimer, B. D. 2009b, MNRAS , 400, 1049
- Firmani, C. & Avila-Reese, V. 2013, MNRAS , 432, 2420
- Fixsen, D. J. 2009, ApJ , 707, 916
- Font, A. S., Benson, A. J., Bower, R. G., et al. 2011, MNRAS , 417, 1260
- Friedrich, M. M., Mellema, G., Alvarez, M. A., Shapiro, P. R., & Iliev, I. T. 2011, MNRAS , 413, 1353
- Frieman, J. A., Turner, M. S., & Huterer, D. 2008, ARA&A , 46, 385
- Fujita, A., Mac Low, M.-M., Ferrara, A., & Meiksin, A. 2004, ApJ , 613, 159
- Fukugita, M. & Peebles, P. J. E. 2004, ApJ , 616, 643
- Furlanetto, S. R. 2009, ApJ , 703, 702
- Furlanetto, S. R. & Loeb, A. 2005, ApJ , 634, 1
- Furlanetto, S. R., McQuinn, M., & Hernquist, L. 2006a, MNRAS , 365, 115
- Furlanetto, S. R. & Oh, S. P. 2005, MNRAS , 363, 1031

- Furlanetto, S. R. & Oh, S. P. 2008a, *ApJ* , 682, 14
- Furlanetto, S. R. & Oh, S. P. 2008b, *ApJ* , 681, 1
- Furlanetto, S. R., Oh, S. P., & Briggs, F. H. 2006b, *PhR*, 433, 181
- Furlanetto, S. R., Zaldarriaga, M., & Hernquist, L. 2004a, *ApJ* , 613, 16
- Furlanetto, S. R., Zaldarriaga, M., & Hernquist, L. 2004b, *ApJ* , 613, 1
- Galli, D. & Palla, F. 1998, *AAP* , 335, 403
- Gingold, R. A. & Monaghan, J. J. 1977, *MNRAS* , 181, 375
- Gleser, L., Nusser, A., Benson, A. J., Ohno, H., & Sugiyama, N. 2005, *MNRAS* , 361, 1399
- Gnedin, N. Y. 1995, *ApJS* , 97, 231
- Gnedin, N. Y. 2000a, *ApJ* , 535, 530
- Gnedin, N. Y. 2000b, *ApJ* , 542, 535
- Gnedin, N. Y. 2004, *ApJ* , 610, 9
- Gnedin, N. Y. & Abel, T. 2001, *NewA*, 6, 437
- Gnedin, N. Y. & Hui, L. 1998, *MNRAS* , 296, 44
- González, M., Audit, E., & Huynh, P. 2007, *AAP* , 464, 429
- Gottloeber, S., Hoffman, Y., & Yepes, G. 2010, ArXiv e-prints
- Governato, F., Babul, A., Quinn, T., et al. 1999, *MNRAS* , 307, 949
- Greif, T. H., Johnson, J. L., Bromm, V., & Klessen, R. S. 2007, *ApJ* , 670, 1
- Gross, M. A. K., Somerville, R. S., Primack, J. R., Holtzman, J., & Klypin, A. 1998, *MNRAS* , 301, 81
- Gunn, J. E. & Peterson, B. A. 1965, *ApJ* , 142, 1633
- Guth, A. H. 1981, *Phys. Rev. D* , 23, 347
- Haardt, F. & Madau, P. 1996, *ApJ* , 461, 20
- Haiman, Z., Abel, T., & Rees, M. J. 2000, *ApJ* , 534, 11
- Haiman, Z., Rees, M. J., & Loeb, A. 1996a, *ApJ* , 467, 522
- Haiman, Z., Rees, M. J., & Loeb, A. 1997, *ApJ* , 476, 458
- Haiman, Z., Thoul, A. A., & Loeb, A. 1996b, *ApJ* , 464, 523

- Harten, A., Lax, P., & van Leer, B. 1983, SIAM Rev, 25, 35
- Hasegawa, K., Umemura, M., & Susa, H. 2009, MNRAS , 395, 1280
- Hernquist, L. & Katz, N. 1989, ApJS , 70, 419
- Hiotelis, N. 2003, MNRAS , 344, 149
- Hirata, C. M. 2006, MNRAS , 367, 259
- Hoeft, M., Yepes, G., Gottlöber, S., & Springel, V. 2006, MNRAS , 371, 401
- Hohl, F. & Hockney, R. W. 1969, Journal of Computational Physics, 4, 306
- Hollenbach, D. & McKee, C. F. 1989, ApJ , 342, 306
- Hopkins, P. F., Richards, G. T., & Hernquist, L. 2007, ApJ , 654, 731
- Hu, W. & Dodelson, S. 2002, ARA&A , 40, 171
- Hu, W. & White, M. 1997, NewA, 2, 323
- Hubble, E. 1929, Proceedings of the National Academy of Science, 15, 168
- Hui, L. & Gnedin, N. Y. 1997, MNRAS , 292, 27
- Hui, L. & Haiman, Z. 2003, ApJ , 596, 9
- Iliev, I. T., Ciardi, B., Alvarez, M. A., et al. 2006a, MNRAS , 371, 1057
- Iliev, I. T., Mellema, G., Pen, U., et al. 2006b, MNRAS , 369, 1625
- Iliev, I. T., Mellema, G., Shapiro, P. R., & Pen, U.-L. 2007, MNRAS , 376, 534
- Iliev, I. T., Mellema, G., Shapiro, P. R., et al. 2012, MNRAS , 423, 2222
- Iliev, I. T., Moore, B., Gottlöber, S., et al. 2011, MNRAS , 413, 2093
- Iliev, I. T., Shapiro, P. R., Ferrara, A., & Martel, H. 2002, ApJL , 572, L123
- Iliev, I. T., Shapiro, P. R., & Raga, A. C. 2005, MNRAS , 361, 405
- Iliev, I. T., Whalen, D., Mellema, G., et al. 2009, MNRAS , 400, 1283
- Jedamzik, K. 1995, ApJ , 448, 1
- Jenkins, A., Frenk, C. S., White, S. D. M., et al. 2001, MNRAS , 321, 372
- Kaplinghat, M., Chu, M., Haiman, Z., et al. 2003, ApJ , 583, 24
- Katz, N., Weinberg, D. H., & Hernquist, L. 1996, ApJS , 105, 19

- Kauffmann, G., Colberg, J. M., Diaferio, A., & White, S. D. M. 1999, MNRAS , 303, 188
- Kauffmann, G. & White, S. D. M. 1993, MNRAS , 261, 921
- Kay, S. T., Pearce, F. R., Frenk, C. S., & Jenkins, A. 2002, MNRAS , 330, 113
- Kitayama, T. & Ikeuchi, S. 2000, ApJ , 529, 615
- Kitayama, T., Susa, H., Umemura, M., & Ikeuchi, S. 2001, MNRAS , 326, 1353
- Kitayama, T., Tajiri, Y., Umemura, M., Susa, H., & Ikeuchi, S. 2000, MNRAS , 315, L1
- Kitayama, T. & Yoshida, N. 2005, ApJ , 630, 675
- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Valenzuela, O., & Prada, F. 1999, ApJ , 522, 82
- Klypin, A. A. & Shandarin, S. F. 1983, MNRAS , 204, 891
- Kohler, K., Gnedin, N. Y., & Hamilton, A. J. S. 2007, ApJ , 657, 15
- Kolb, E. W. & Turner, M. S. 1990, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, Palgrave Macmillan, 80, 381
- Komatsu, E., Dunkley, J., Nolta, M. R., et al. 2009, ApJS , 180, 330
- Koposov, S. E., Yoo, J., Rix, H., et al. 2009, ApJ , 696, 2179
- Kowalski, M., Rubin, D., Aldering, G., et al. 2008, ApJ , 686, 749
- Kravtsov, A. V., Klypin, A. A., & Khokhlov, A. M. 1997, ApJS , 111, 73
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., McKee, C. F., & Bolstad, J. 2007, ApJ , 667, 626
- Lacey, C. & Cole, S. 1993, MNRAS , 262, 627
- Lacey, C. & Cole, S. 1994, MNRAS , 271, 676
- Larson, R. B. 1998, MNRAS , 301, 569
- Lee, K., Cen, R., Gott, I. J. R., & Trac, H. 2008, ApJ , 675, 8
- Lepp, S. & Shull, J. M. 1984, ApJ , 280, 465
- LeVeque, R. 1992, *Numerical Methods for Conservation Laws*. Boston: Birkhauser
- Levermore, C. D. 1984, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 31, 149
- Liddle, A. R. & Lyth, D. H. 2000, Cambridge

- Linde, A. 1990, *Science*, 249, 687
- Linder, E. V. & Jenkins, A. 2003, *MNRAS* , 346, 573
- Loeb, A., Barkana, R., & Hernquist, L. 2005, *ApJ* , 620, 553
- Lokas, E. L., Bode, P., & Hoffman, Y. 2004, *MNRAS* , 349, 595
- Lucy, L. B. 1977, *AJ* , 82, 1013
- Macciò, A. V., Kang, X., Fontanot, F., et al. 2010, *MNRAS* , 402, 1995
- Madau, P., Haardt, F., & Rees, M. J. 1999, *ApJ* , 514, 648
- Madau, P., Meiksin, A., & Rees, M. J. 1997, *ApJ* , 475, 429
- Maio, U., Dolag, K., Ciardi, B., & Tornatore, L. 2007, *MNRAS* , 379, 963
- Mao, Y., Shapiro, P. R., Mellema, G., et al. 2012, *MNRAS* , 422, 926
- Martel, H. 1991, *ApJ* , 366, 353
- Martin, P. G., Schwarz, D. H., & Mandy, M. E. 1996, *ApJ* , 461, 265
- Maselli, A., Ferrara, A., & Ciardi, B. 2003, *MNRAS* , 345, 379
- McBride, J., Fakhouri, O., & Ma, C.-P. 2009, *MNRAS* , 398, 1858
- McQuinn, M., Lidz, A., Zahn, O., et al. 2007, *MNRAS* , 377, 1043
- Mellema, G., Iliev, I. T., Alvarez, M. A., & Shapiro, P. R. 2006, *NewA*, 11, 374
- Melott, A. L. 1983, *MNRAS* , 202, 595
- Mesinger, A. & Furlanetto, S. 2007, *ApJ* , 669, 663
- Mesinger, A., Furlanetto, S., & Cen, R. 2011, *MNRAS* , 411, 955
- Miller, R. H. 1970, *Journal of Computational Physics*, 6, 449
- Miller, R. H. & Prendergast, K. H. 1968, *ApJ* , 151, 699
- Miralda-Escudé, J., Haehnelt, M., & Rees, M. J. 2000, *ApJ* , 530, 1
- Miralda-Escudé, J. & Rees, M. J. 1994, *MNRAS* , 266, 343
- Mo, H., van den Bosch, F. C., & White, S. 2010, *Galaxy Formation and Evolution*, Cambridge, UK: Cambridge University Press
- Monaghan, J. J. 1992, *ARA&A* , 30, 543
- Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., et al. 1999, *ApJL* , 524, L19

- Morales, M. F. & Hewitt, J. 2004, *ApJ* , 615, 7
- Muñoz, J. A., Madau, P., Loeb, A., & Diemand, J. 2009, *MNRAS* , 400, 1593
- Nagamine, K., Cen, R., & Ostriker, J. P. 2000, *ApJ* , 541, 25
- Nagashima, M. 2001, *ApJ* , 562, 7
- Nakasato, N., Mori, M., & Nomoto, K. 1997, *ApJ* , 484, 608
- Neistein, E., van den Bosch, F. C., & Dekel, A. 2006, *MNRAS* , 372, 933
- Ocvirk, P. & Aubert, D. 2011, *MNRAS* , 417, L93
- Ocvirk, P., Aubert, D., & Chardin, J. 2013
- Okamoto, T., Gao, L., & Theuns, T. 2008, *MNRAS* , 390, 920
- Omukai, K. & Nishi, R. 1999, *ApJ* , 518, 64
- Omukai, K. & Palla, F. 2003, *ApJ* , 589, 677
- O'Shea, B. W. & Norman, M. L. 2007, *ApJ* , 654, 66
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, Palgrave Macmillan, 78, 491
- Paciga, G., Chang, T.-C., Gupta, Y., et al. 2011, *MNRAS* , 413, 1174
- Parkinson, H., Cole, S., & Helly, J. 2008, *MNRAS* , 383, 557
- Pawlik, A. H. & Schaye, J. 2008, *MNRAS* , 389, 651
- Pawlik, A. H. & Schaye, J. 2009, *MNRAS* , 396, L46
- Peacock, J. A. 1999, *Cosmological physics*, Cambridge, UK: Cambridge University Press, 119, 296
- Peacock, J. A. & Heavens, A. F. 1990, *MNRAS* , 243, 133
- Pearce, F. R. & Couchman, H. M. P. 1997, *NewA*, 2, 411
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, *ApJ* , 517, 565
- Petkova, M. & Springel, V. 2009, *MNRAS* , 396, 1383
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2013, ArXiv e-prints
- Press, W. H. & Schechter, P. 1974, *ApJ* , 187, 425
- Pritchard, J. R. & Loeb, A. 2012, *Reports on Progress in Physics*, 75, 086901
- Prunet, S., Pichon, C., Aubert, D., et al. 2008, *ApJS* , 178, 179

- Purcell, E. M. & Field, G. B. 1956, *ApJ* , 124, 542
- Rraig, A., González-Casado, G., & Salvador-Solé, E. 2001, *MNRAS* , 327, 939
- Rasera, Y. & Teyssier, R. 2006, *AAP* , 445, 1
- Rauch, M. 1998, *ARA&A* , 36, 267
- Razoumov, A. O. & Cardall, C. Y. 2005, *MNRAS* , 362, 1413
- Razoumov, A. O. & Sommer-Larsen, J. 2010, *ApJ* , 710, 1239
- Reed, D., Gardner, J., Quinn, T., et al. 2003, *MNRAS* , 346, 565
- Reed, D. S., Bower, R., Frenk, C. S., Jenkins, A., & Theuns, T. 2007, *MNRAS* , 374, 2
- Rees, M. J. & Ostriker, J. P. 1977, *MNRAS* , 179, 541
- Richtmeyer, R. & Morton, K. 1967, *Methods for Initial-Value Problems*. New York: Wiley-Intersci.
- Ricotti, M., Gnedin, N. Y., & Shull, J. M. 2002, *ApJ* , 575, 49
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, *AJ* , 116, 1009
- Rosdahl, J., Blaizot, J., Aubert, D., Stranex, T., & Teyssier, R. 2013, ArXiv e-prints
- Roukema, B. F., Quinn, P. J., Peterson, B. A., & Rocca-Volmerange, B. 1997, *MNRAS* , 292, 835
- Ryu, D., Vishniac, E. T., & Chiang, W.-H. 1990, *ApJ* , 354, 389
- Scannapieco, C., Tissera, P. B., White, S. D. M., & Springel, V. 2006, *MNRAS* , 371, 1125
- Scott, D. & Rees, M. J. 1990, *MNRAS* , 247, 510
- Semelin, B., Combes, F., & Baek, S. 2007, *AAP* , 474, 365
- Serna], A., Alimi, J.-M., & Chieze, J.-P. 1996, *ApJ* , 461, 884
- Shapiro, P. R., Ahn, K., Alvarez, M. A., et al. 2006, *ApJ* , 646, 681
- Shapiro, P. R. & Giroux, M. L. 1987, *ApJL* , 321, L107
- 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

- Shapiro, P. R., Martel, H., Villumsen, J. V., & Owen, J. M. 1996, *ApJS* , 103, 269
- Sheth, R. K., Mo, H. J., & Tormen, G. 2001, *MNRAS* , 323, 1
- Sheth, R. K. & Tormen, G. 1999, *MNRAS* , 308, 119
- Shin, M., Trac, H., & Cen, R. 2008, *ApJ* , 681, 756
- Silk, J. 1977, *ApJ* , 211, 638
- Sod, G. 1985, Numerical Methods in Fluid Dynamics. Cambridge: Cambridge Univ. Press
- Sokasian, A., Abel, T., Hernquist, L., & Springel, V. 2003, *MNRAS* , 344, 607
- Sokasian, A., Abel, T., & Hernquist, L. E. 2001, *NewA*, 6, 359
- Somerville, R. S. & Kolatt, T. S. 1999, *MNRAS* , 305, 1
- Somerville, R. S., Lemson, G., Kolatt, T. S., & Dekel, A. 2000, *MNRAS* , 316, 479
- Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, *ApJS* , 148, 175
- Springel, V. 2005, *MNRAS* , 364, 1105
- Springel, V. & Hernquist, L. 2003, *MNRAS* , 339, 289
- Springel, V., Yoshida, N., & White, S. D. M. 2001, *NewA*, 6, 79
- Steinmetz, M. 1996, *MNRAS* , 278, 1005
- Steinmetz, M. & Mueller, E. 1993, *AAP* , 268, 391
- Stone, J. M. & Norman, M. L. 1992, *ApJS* , 80, 753
- Strömgren, B. 1939, *ApJ* , 89, 526
- Sunyaev, R. A. & Chluba, J. 2008, *ASPC*, 395, 35
- Susa, H. 2006, *PASJ*, 58, 445
- Susa, H. & Umemura, M. 2004, *ApJ* , 600, 1
- Tasker, E. J. & Bryan, G. L. 2008, *ApJ* , 673, 810
- Tassis, K., Abel, T., Bryan, G. L., & Norman, M. L. 2003, *ApJ* , 587, 13
- Tegmark, M., Silk, J., Rees, M. J., et al. 1997, *ApJ* , 474, 1
- Teyssier, R. 2002, *AAP* , 385, 337

- Thomas, P. A. & Couchman, H. M. P. 1992, MNRAS , 257, 11
- Thomas, R. M., Zaroubi, S., Ciardi, B., et al. 2009, MNRAS , 393, 32
- Thoul, A. A. & Weinberg, D. H. 1996, ApJ , 465, 608
- Tissera, P. B., Lambas, D. G., & Abadi, M. G. 1997, MNRAS , 286, 384
- Tittley, E. R. & Meiksin, A. 2007, MNRAS , 380, 1369
- Trac, H. & Cen, R. 2007, ApJ , 671, 1
- Trac, H., Cen, R., & Loeb, A. 2008, ApJL , 689, L81
- Trac, H. & Gnedin, N. Y. 2009, ArXiv e-prints (astro-ph/0906.4348)
- Trac, H. Y. & Gnedin, N. Y. 2011, Advanced Science Letters, 4, 228
- Valageas, P. & Silk, J. 1999, AAP , 347, 1
- van den Bosch, F. C. 2002, MNRAS , 331, 98
- van Kampen, E., Jimenez, R., & Peacock, J. A. 1999, MNRAS , 310, 43
- Venkatesan, A., Tumlinson, J., & Shull, J. M. 2003, ApJ , 584, 621
- Warren, M. S., Abazajian, K., Holz, D. E., & Teodoro, L. 2006, ApJ , 646, 881
- Wechsler, R. H., Bullock, J. S., Primack, J. R., Kravtsov, A. V., & Dekel, A. 2002, ApJ , 568, 52
- Whalen, D. & Norman, M. L. 2006, ApJS , 162, 281
- Whalen, D., van Veelen, B., O'Shea, B. W., & Norman, M. L. 2008, ApJ , 682, 49
- Whalen, D. J. & Norman, M. L. 2011, Ap&SS, 336, 169
- White, S. D. M., Frenk, C. S., & Davis, M. 1983, ApJ , 274, L1
- Windhorst, R. A., Cohen, S. H., Jansen, R. A., Conselice, C., & Yan, H. 2006, NewA, 50, 113
- Wise, J. H. & Abel, T. 2008, ApJ , 685, 40
- Wise, J. H. & Abel, T. 2011, MNRAS , 414, 3458
- Wise, J. H. & Cen, R. 2009, ApJ , 693, 984
- Wouthuysen, S. A. 1952, AJ , 57, 31
- Wyithe, J. S. B. & Loeb, A. 2003, ApJ , 586, 693

BIBLIOGRAPHIE

- Yajima, H., Choi, J.-H., & Nagamine, K. 2011, MNRAS , 412, 411
- Yano, T., Nagashima, M., & Gouda, N. 1996, ApJ , 466, 1
- Yepes, G., Kates, R., Khokhlov, A., & Klypin, A. 1997, MNRAS , 284, 235
- Yoshida, N., Abel, T., Hernquist, L., & Sugiyama, N. 2003, ApJ , 592, 645
- Yoshida, N., Omukai, K., Hernquist, L., & Abel, T. 2006, ApJ , 652, 6
- Yuan, W., Centrella, J. M., & Norman, M. L. 1991, ApJL , 376, L29
- Zahn, O., Lidz, A., McQuinn, M., et al. 2007, ApJ , 654, 12
- Zahn, O., Mesinger, A., McQuinn, M., et al. 2011, MNRAS , 414, 727
- Zahn, O., Zaldarriaga, M., Hernquist, L., & McQuinn, M. 2005, ApJ , 630, 657
- Zaldarriaga, M., Spergel, D. N., & Seljak, U. 1997, ApJ , 488, 1
- Zentner, A. R. 2007, International Journal of Modern Physics D, 16, 763
- Zygelman, B. 2005, ApJ , 622, 1356

Table des figures

1	Régions HII en expansion autour de sources ionisantes durant la période de réionisation. L'image est extraite d'une simulation de 513^3 de résolution de 50 Mpc/h de côté qui sera introduite dans le chapitre 4. Le redshift de l'instantané est de $z \sim 8.7$ et le modèle de sources ionisantes utilisé est le modèle SB50 du chapitre 4. Les cellules sont considérées comme ionisées si la fraction d'ionisation locale $x > 0.5$	xvi
1.1	Estimation des paramètres cosmologiques issues de l'étude du CMB, des BAOs et des supernovae. Les contours représentent les indices de confiances à 68.3 %, 95.4 %, et 99.7 %. La figure est extraite de Kowalski et al. (2008).	10
1.2	Evolution de la densité des différentes espèces d'énergies (rayonnement, matière et constante cosmologique) en fonction de l'âge de l'Univers. Crédit image : http://kootation.com/radiation-energy-density-cosmology.html	13
1.3	Carte de température du CMB révélée sur tout le ciel par le satellite Planck : Les fluctuations de température tracent les fluctuations de densité alors que l'Univers était âgé seulement de 380 000 ans. Credit : ESA and the Planck Collaboration.	14
1.4	Spectre de puissance de température du CMB. figure extraite de Planck Collaboration et al. (2013).	14
1.5	Exemple de fonction de masse des halos de matière noire à trois redshift différents. La figure est extraite de Reed et al. (2007) et montre le meilleur accord des fonctions de masse extraites de simulations avec les prédictions théoriques Sheth & Tormen (1999) comparé à la prescription de Press & Schechter (1974).	18

1.6	Intervalle de nombre de photons ionisants émis par atomes d'hydrogène en fonction du redshift attendu. Les contributions dues aux quasars et aux étoiles des galaxies en formation sont représentées respectivement en rouge et bleu. Le point noir représente la condition nécessaire minimum d'un photon ionisant émis par atomes d'hydrogène pour que l'Univers soit réionisé à $z = 6$. La figure est extraite de la revue de Trac & Gnedin (2011).	22
1.7	Illustration du processus de réionisation de l'Univers. A la fin des âges sombres, les premières étoiles commencent à réioniser leur environnement. La croissance de régions HII multiples se solde par leurs fusions pour atteindre une réionisation totale de l'Univers à $z \sim 6$	24
1.8	Evolution du rayon d'une sphère ionisée en expansion autour d'une source ionisante. Le rayon est exprimé en unité du rayon de Strömgren calculé au moyen de l'équation 1.24. La figure est extraite de Iliev et al. 2006a et montre la bonne correspondance entre l'évolution issue de différentes simulations de transfert du rayonnement et de la théorie exposée dans cette section (courbe noire en trait plein).	25
1.9	Représentation de l'évolution du volume d'une région HII dans un Univers en expansion. La figure est extraite de Barkana & Loeb (2001) et le volume est exprimé en fraction du volume maximum que la sphère peut atteindre. Deux redshifts d'activation de la source sont considérés : $z = 10$ (courbes en trait plein) et $z = 15$ (courbes en pointillés) et trois valeurs constantes du "clumping factor" sont étudiées : $C=0$, 1 et 10 respectivement avec les courbes de haut en bas. Dans tous les cas, la source s'éteint après $t = 10^6$ ans.	27
1.10	Fonction de luminosité cumulative du nombre de satellites de la Voie Lactée. La figure est extraite de Ocvirk & Aubert (2011) et montre la fonction de luminosité observée et celle issue de modèles prenant en compte différent scenarii de l'histoire de réionisation de notre galaxie. La courbe en pointillés présente le cas sans tenir compte de la réionisation qui ne reproduit pas les observations.	29
1.11	Evolution du coefficient d'amplification de la suppression de formation stellaire due aux supernovae en présence d'un fond UV dans les halos en fonction de leurs masses. La figure est extraite de Finlator et al. (2011) et montre l'évolution de cette amplification à trois redshifts différents.	31

1.12 Illustration de l'effet Gunn-Peterson : le spectre des quasars à haut redshift est décalé vers le rouge le long de son parcours sur une ligne de visée. Dès qu'un nuage d'hydrogène neutre est rencontré sur la ligne de visée, il y a absorption des photons avec une longueur d'onde égale à celle de la raie Ly α	32
1.13 Spectres d'un échantillon de 19 quasars à des redshifts entre $5.74 < z < 6.42$ obtenus avec le relevé SDSS. La figure est extraite de Fan et al. (2006). Plus le quasar est observé à haut redshift, plus la fraction de lumière transmise dans le spectre diminue et plus le “tunnel” d'absorption est large.	34
1.14 Evolution de la fraction d'hydrogène $\langle f_{\text{HI}} \rangle_V$ neutre pondérée en volume estimée à partir des 19 spectres de quasars montrés en figure 1.13 (cercle). La figure est extraite de Fan et al. (2006). Les lignes en tirets et pointillés-tirets représentent les résultats d'une simulation faite par Gnedin (2004) avec respectivement une taille de boîte de 4 et 8 Mpc/h.	35
1.15 Exemple de stations LOFAR (Le LOFAR ‘superterp’) : six stations sont représentées situées à coté du village de Exloo au Pays-Bas. Crédit : Top-Foto, Assen.	37
1.16 Vue d'artiste des antennes SKA. Crédit : SKA Organisation/TDP/DRAO/Swinburne Astronomy Productions.	38
1.17 Evolution de la brillance de la raie à 21 cm moyennée sur tout le ciel des âges sombre (à $z = 200$) jusqu'à la fin de la période de réionisation un peu avant $z = 6$. La ligne solide indique l'évolution du signal tandis que la ligne en tirets donne pour référence la valeur $T_b = 0$. La figure est extraite de Pritchard & Loeb (2012).	40
2.1 Vue schématique d'une modélisation analytique du processus de réionisation de l'Univers.	43
2.2 Exemple de distribution de taille de régions HII obtenue avec un modèle semi-analytique à un redshift de $z = 12$ en fonction du paramètre d'efficacité ξ introduit en équation 2.1. La figure est extraite de Furlanetto & Oh (2005) et montre des distributions obtenues avec $\xi = 10, 20, 30, 40$ et 50 respectivement en noir, vert, rouge, violet et bleu.	45

2.3	Figure extraite de Iliev et al. 2006a. La figure montre la comparaison entre trois codes de l'évolution d'une région HII autour d'une source fixe. Les trois codes sont représentatifs de chacune des différentes approches expliquées en section 2.1.2.2. Le premier est le code C ² – Ray de Mellema et al. (2006) basé sur l'approche de tracé de rayons, le second est le code OTVET de Gnedin & Abel (2001) basé sur la prescription aux moments et le troisième est le code CRASH de Maselli et al. (2003) basé sur l'approche Monte Carlo.	50
2.4	Evolution à différents redshifts de la fraction d'hydrogène ionisé sur une même tranche du cube de simulation. Les régions en noir sont les régions fortement ionisées tandis que les zones blanches correspondent aux régions avec une fraction ionisée inférieure à 50 %. La figure est extraite de Shin et al. (2008).	60
2.5	Exemple de cartes de redshifts de réionisation z_{reion} comparées aux champs de température pris au moment de la réionisation. La figure est extraite de Trac et al. (2008).	61
2.6	Exemple d'évolution avec le redshift de la fraction d'hydrogène ionisé (bas) et de la fraction d'hydrogène neutre (haut). La figure est extraite de Croft & Altay (2008) et montre comment l'influence des paramètres des simulations (comme la taille de boîte considérée, les différents spectres utilisés pour les sources ou encore la prise en compte de recombinaison) influent sur l'évolution des deux quantités.	63
2.7	Exemple d'étude du spectre de puissance du champ ionisé. L'image est extraite de McQuinn et al. (2007) où $\Delta_{xx}(k)^2 = k^3 P_{xx}(k)/2\pi^2$. le spectre de puissance est montré pour trois instantané à trois redshift différents. Pour chaque instantané le spectre de puissance de quatre modèles est montré où l'émissivité des sources est différente (voir McQuinn et al. 2007).	64
2.8	Exemple de spectres de puissance de la différence de température de brillance de la raie à 21 cm δT_b de l'hydrogène neutre. La figure est extraite de Baek et al. (2009) et montre le calcul du spectre de puissance dans une simulation au moment où $\langle x_H \rangle = 0.5$. Les différents spectres sont calculés de quatre manières différentes avec une formulation différente pour le calcul de la température de spin T_S de la raie à 21 cm.	65

2.9	Exemple d'étude de l'évolution avec le redshift de la profondeur optique Thompson. La figure est extraite de Iliev et al. (2006b). Une représentation de la valeur la plus probable à un sigma de la profondeur optique établie par WMAP-1 (voir Spergel et al. 2003) est donnée par les ligne horizontales ($\tau = 0.17 \pm 0.04$) et montre une bonne correspondance avec la simulation. Aujourd'hui, avec les derniers résultats de Planck (Planck Collaboration et al. 2013), cet accord n'est plus réalisé.	67
2.10	(a) Représentation de la distribution du rayon des régions HII à un instant donné ($< x > = 0.8$) pour trois modèles avec des prescriptions différentes pour l'émissivité des sources (figure extraite de McQuinn et al. 2007). (b) Exemple d'évolution de la distribution du rayon des régions ionisées en fonction de la fraction ionisée moyenne (figure extraite de Friedrich et al. 2011 où deux modèles de sources ionisantes sont comparés).	69
2.11	Courbe Genus du champ de densité de l'hydrogène neutre HI. La figure est extraite de Lee et al. (2008) et montre l'évolution de la courbe Genus en fonction du redshift z ou de la fraction moyenne d'hydrogène neutre $\overline{f_{\text{HI}}}$	71
3.1	Schéma illustratif d'un arbre de fusion de halos de matière noire montrant la croissance en masse des halos par fusion successives. Le temps s'écoule de la gauche vers la droite et la taille des branches encode la masse des halos. (Figure inspirée de la figure 6 de Lacey & Cole 1993)	75
3.2	Schéma illustratif d'un arbre de fusion de halos de matière noire extrait d'une simulation (figure 8 de Roukema et al. 1997). La figure montre une multitude de halos détectés à différents instants et montre lesquels vont fusionner avec lesquels au cours du temps.	76
3.3	Schéma illustratif de l'algorithme d'identification des régions HII dans un instantané d'une simulation.	79
3.4	Représentation de l'identification des régions HII dans une même simulation de 50 Mpc/h de côté. A chaque fois on montre une même tranche du cube mais à trois instantanés différents de la simulation. A gauche on voit le champ ionisé d'une tranche du cube avant l'identification et à droite après l'identification pour la même tranche. Les différentes couleurs à droite représentent les différents numéros d'identifiants alloués à chaque région au cours de l'identification.	81

3.5	Schéma illustratif des deux approches pour l'identification des régions HII : la méthode récursive et la méthode non récursive. Le schéma montre le parcours suivi par l'algorithme lors de l'identification d'une région en deux dimension. Dans la méthode récursive l'arborescence du parcours est gardée en mémoire pendant l'identification. Au contraire, l'approche récursive fait une exploration “à la volée”. Pour chaque cellule, des tableaux intermédiaires permettent de connaître l'indice de sa cellule mère ainsi que l'état de visite de ses proches voisines, ce qui évite de garder l'arborescence en mémoire.	82
3.6	Schéma illustratif de la procédure de parallélisation de l'identification des régions HII dans un instantané d'une simulation. Si il y a 4 processeurs disponibles, l'instantané est découpé en 4 sous-cubes et l'identification est lancée en parallèle. Ensuite, il y a reconnexion des faces du cube et remise à niveau des numéros d'identifiants pour les régions à cheval sur plusieurs sous-cubes. Les différentes couleurs encodent les différents numéros d'identifiants alloués pendant l'identification.	83
3.7	Schéma illustratif de l'algorithme de liaison des numéros d'identifiants des régions HII d'un instantané à l'autre d'une simulation. .	85
3.8	Schéma illustratif de comment procède l'algorithme de suivi des régions HII entre deux instantanés d'une simulation. Les cellules neutres sont représentées en noir et ont un numéro d'identifiant égal à -1. Les cellules ionisées sont blanches avec un numéro d'identifiant différent de -1. Au temps t la région HII identifiée a un numéro d'identifiant égal à 1. La démarche consiste à regarder au temps $t + 1$ où sont localisées les cellules correspondantes (en rouge). Dans cet exemple, le numéro d'identifiant 1 au temps t est associé au numéro d'identifiant 2 au temps $t + 1$ puisque c'est le numéro le plus présent à l'intérieur des cellules correspondantes.	86
3.9	Illustration, pour une tranche du cube, de la division d'une seule région en plusieurs par phénomène de recombinaison. La procédure d'identification <i>friends-of-friends</i> va alors identifier trois régions dans l'instantané $t + 1$ là où il n'y en avait qu'une seule à l'instant t . Le suivi des propriétés des régions dans le temps fera correspondre les numéros d'identifiants 1 et 3 à la même région entre les instants t et $t + 1$. En effet le numéro 3 dans l'instantané $t + 1$ est le numéro le plus présent à l'endroit où l'unique région était présente à l'instant t . Finalement, les deux autres régions présentes à $t + 1$ seront identifiées comme des nouvelles régions qui viennent d'apparaître à cet instant là. .	88

TABLE DES FIGURES

3.10	Illustration des propriétés que l'on peut suivre quant à la nature des régions HII grâce à l'arbre de fusion. Dans chaque diagramme, le symbole en rouge symbolise la propriété que l'on regarde. 1 : Les nouvelles régions ; 2 : Les régions en expansion ; 3 : les régions qui recombinent ; 4 : les régions issues de fusions et, 5 : le nombre de parents pour les régions issues de fusions.	90
3.11	Illustration des différents types d'analyses que l'on peut entreprendre avec l'arbre de fusion des régions HII. On peut étudier un champ de région HII statique, à un instant donné dans la simulation, ce qu'on appelle une analyse transversale. On peut également suivre la variation des régions avec le temps, ce qu'on appelle une analyse longitudinale. Enfin on peut étudier le champ de régions à un instant donné en prenant en compte les instantanés suivant et précédent pour caractériser la nature des différentes régions, ce qu'on appelle une analyse longitudino-transversale.	92
3.12	Représentation de la distribution du rayon des régions HII à trois redshifts différents pour une simulation de 50 Mpc/h de coté. La simulation correspond au modèle S50 explicité dans le chapitre suivant en section 4.1.1. On compare la différence des distributions en regard du seuil d'ionisation utilisé dans l'algorithme <i>friends-of-friends</i> pour la détection des régions HII. Le rayon d'une cellule est représenté avec la ligne rouge verticale.	95
3.13	Illustration de l'effet de l'échantillonnage temporel des simulations sur le nombre de régions HII. On représente l'évolution du nombre de total de régions HII (a), l'évolution du nombre de nouvelles régions (b) et l'évolution du nombre de régions issues de fusions (c) pour une simulation 50 Mpc/h de coté. A chaque fois, on calcule le nombre de régions détectées pour tous les instantanés de la simulation et pour un échantillonnage qui utilise un instantané sur deux pour la détection.	97
4.1	Evolution avec le redshift du rapport du nombre cumulé de photons ionisants émis par les sources sur le nombre d'atomes d'hydrogène. La ligne horizontale représente un photon par atome. Les lignes solides et celles en pointillés représentent respectivement les simulations de 200 et 50 Mpc/h de taille. Les couleurs noire, bleue et rouge représentent respectivement les modèles S, SB et H.	105
4.2	Evolution avec le redshift de la fraction ionisée moyenne pondérée en volume des six simulations étudiées.	107

4.3	Evolution avec le redshift de la profondeur optique Thompson pour les six simulations étudiées.	108
4.4	Cartes bidimensionnelles du champ d'ionisation pris à trois redshifts distincts dans les trois modèles de sources ionisantes pour les boîtes de 200 Mpc/h.	109
4.5	Cartes bidimensionnelles du champ d'ionisation pris à trois redshifts distincts dans les trois modèles de sources ionisantes pour les boîtes de 50 Mpc/h.	110
4.6	Rapport des spectres de puissance des différents modèles pour les deux tailles de boîtes de 200 (en haut) et 50 Mpc/h (en bas). La ligne bleue symbolise un rapport de 1. On montre également les spectres de puissance des trois modèles dans le coin en haut à gauche de chaque image.	113
4.7	Evolution avec le redshift du nombre absolu de chaque type de régions HII pour les trois modèles de sources et les deux tailles de boîtes. Les panneaux (a), (b) et (c) représentent respectivement les distributions des modèles SB, S et H pour la boîte de 200 Mpc/h tandis que les panneaux (d), (e) et (f) représentent l'évolution des mêmes modèles mais pour la boîte de 50 Mpc/h. Les couleurs encodent les différents types de régions : les nouvelles (bleu), celles qui s'étendent (rouge), celles qui recombinent (jaune) et celles résultantes de fusions (vert).	115
4.8	Evolution avec le redshift de la proportion de chaque type de régions HII pour les trois modèles de sources et les deux tailles de boîte. Les panneaux (a), (b) et (c) représentent respectivement les distributions des modèles SB, S et H pour la boîte de 200 Mpc/h tandis que les panneaux (d), (e) et (f) représentent l'évolution des mêmes modèles mais pour la boîte de 50 Mpc/h. Les couleurs encodent les différents types de régions : les nouvelles (bleu), celles qui s'étendent (rouge), celles qui recombinent (jaune) et celles résultantes de fusions (vert). La ligne noire verticale représente le pic du nombre absolu de région présentes : z_{peak}	117

4.9	Illustration du suivi de l'évolution de la région avec le plus grand rayon en fin de simulation. Le suivi est entrepris dans le sens antéchronologique de la simulation. Les régions en rouge symbolisent soit la région la plus grande (dans le dernier instantané) ou le progéniteur de la région la plus grande dans les instantanés précédents. On peut noter que la région progénitrice de la dernière région la plus grande n'est pas forcément la plus large dans certains instantanés : c'est le cas dans le premier instantané du présent schéma.	120
4.10	Evolution avec le redshift de la distribution du rayon des régions HII pour les trois modèles de sources ionisantes et les deux tailles de boîtes ((a) : SB200, (b) : S200, (c) : H200, (e) : SB50, (f) : S50, (g) : H50). Les cellules les plus rouges représentent les lieux dans la distribution peuplées par une seule région, alors que les autres couleurs encodent un nombre plus important de régions selon la code de couleur de la figure. L'évolution du rayon moyen et celle du rayon de la dernière région sont montrées avec les courbes blanches en trait plein et en tirets respectivement.	124
4.11	Evolution avec le redshift de la distribution du rayon des différents types de régions HII pour les trois modèles de sources ionisantes et les deux tailles de boîtes de 200 et 50 Mpc/h. Les figures a), b) et c) représentent respectivement les distributions des modèles SB200, S200 et H200 et les figures e), f) et g) représentent les modèles SB50, S50 et H50. L'évolution du rayon moyen et celle du rayon de la dernière région sont montrées avec les courbes noires en trait plein et en tiret respectivement.	127
4.12	Evolution avec le redshift de la distribution du nombre de régions progénitrices des régions résultantes de fusions pour les trois modèles de sources ionisantes et les deux tailles de boîtes. Les cellules les plus rouges représentent les lieux dans la distribution peuplés par une seule région, alors que les autres couleurs encodent un nombre plus important de régions selon le code couleur de la figure. L'évolution du rayon moyen et celle du rayon de la dernière région sont montrées avec les courbes blanches en trait plein et en tirets respectivement.	131

4.13 Evolution avec le redshift de la distribution du rayon des régions HII qui fusionnent avec la région dominante en taille pour les trois modèles de sources ionisantes et les deux tailles de boîtes de 200 et 50 Mpc/h. Les figures a), b) et c) représentent respectivement les distributions des modèles SB200, S200 et H200 et les figures e), f) et g) représentent les modèles SB50, S50 et H50. L'évolution du rayon moyen et celle du rayon de la région dominante sont montrées avec les courbes blanches en trait plein et en tirets respectivement.	133
4.14 Schéma illustratif des différents scenarii de réionisation induits par chaque modèle : une grande région émerge plus tôt dans le modèle SB à cause de la fusion précoce de très grandes régions. Le modèle H présente beaucoup plus de régions HII distinctes dont on peut suivre les histoires locales pendant une période plus étendue. Cela a pour conséquence de retarder l'émergence d'une seule région dominante en taille. Le modèle S est intermédiaire ; il présente des régions de taille plus petite que le modèle SB et plus grande que le modèle H. Il présente une histoire proche du modèle H même s'il ne résout pas les plus petites échelles et les épisodes locaux de fusions.	137
6.1 Schéma illustratif de l'algorithme qui génère le catalogue des propriétés des régions HII.	161
6.2 Schéma illustratif du suivi d'une histoire locale de réionisation pour deux régions HII différentes.	163
6.3 Distributions de l'évolution de la durée de vie des régions HII avant leurs fusion majeure en fonction de leurs temps cosmique d'apparition pour la boîte de 200 Mpc/h. La courbe blanche représente l'évolution moyenne avec l'erreur sur la moyenne à trois sigma. Les courbes rouge, verte et bleue représentent les évolutions moyennes avec l'erreur sur la moyenne à trois sigma des sous distributions correspondant aux trois familles de régions définies dans la section 6.2.2 avec le tableau 6.2.	164
6.4 Même figure que la figure 6.3 pour la boîte de 50 Mpc/h.	165
6.5 Distributions de l'évolution du volume des régions HII avant leurs fusion majeure en fonction de leurs temps cosmique d'apparition. La courbe blanche représente l'évolution moyenne avec l'erreur sur la moyenne à trois sigma. Les courbes rouge, verte et bleue représentent les évolutions moyennes avec l'erreur sur la moyenne à trois sigma des sous distributions correspondant aux trois familles de régions définies dans la section 6.2.2 avec le tableau 6.2.	166

6.6	Même figure que la figure 6.5 pour la boîte de 50 Mpc/h.	167
6.7	Illustration de l'évolution des durées de vie et volumes typiques des régions avant de subir une fusion avec le fond UV en fonction de leur instant d'apparition.	169
6.8	Illustration de l' impact du modèle de sources ionisantes considéré sur l'évolution des durées de vie et volume typiques des régions avant de subir une fusion avec le fond UV.	170
6.9	Illustration de l'évolution des durées de vie et volumes typiques des régions avant de subir une fusion avec le fond UV en fonction de la masse de leur halo le plus massif au moment de la fusion majeure.	174
6.10	Dépendance avec le temps cosmique du taux d'accrétion dM/dt des halos de matière noire en M_\odot/Myr . On représente l'évolution du taux d'accrétion pour quatre halos de matière noire de masse données de 1×10^8 , 1×10^9 , 1×10^{10} et $1 \times 10^{11} M_\odot$ représentés respectivement avec les courbes noire, rouge, bleue et verte en pointillés.	176
6.11	Distributions de l'évolution de la durée de vie des régions HII avant leurs fusions majeures en fonction de M_0 pour la boîte de 200 Mpc/h. La courbe blanche représente l'évolution moyenne avec l'erreur sur la moyenne à trois sigma.	179
6.12	Même figure que la figure 6.11 pour la boîte de 50 Mpc/h.	180
6.13	Distributions de l'évolution du volume des régions HII au moment de leurs fusions majeures en fonction de M_0 pour la boîte de 200 Mpc/h. La courbe blanche représente l'évolution moyenne avec l'erreur sur la moyenne à trois sigma.	181
6.14	Même figure que la figure 6.13 pour la boîte de 50 Mpc/h.	182
6.15	Illustration de la réionisation du Groupe Local comme suggéré par l'analyse statistique menée dans l'étude. La région HII associée au Groupe Local atteint un rayon d'environ 4-5 Mpc/h avant de voir un fond UV extérieur ce qui est bien inférieur à sa distance avec Virgo de l'ordre de ~ 15 Mpc.	186

TABLE DES FIGURES

- 8.1 Cartes de réionisation du Groupe Local de galaxies des quatre modèles étudiés. La tranche correspond au plan qui contient les centre de M31, M33 et MW. Les cartes sont obtenues en calculant le redshift moyen de réionisation des cellules sur cette tranche d'une épaisseur de 0.2 Mpc/h. Le couleurs encodent le redshift de réionisation de chaque cellule. Les cercles rouges montrent la localisation des progéniteurs des trois galaxies principales du Groupe Local. 208
- 8.2 Evolution avec le redshift du volume des régions HII associées à la Voie Lactée. La ligne en trait plein noir représente l'évolution du volume de la région la plus grande. Les lignes en couleurs représentent les évolutions du volume des régions qui ont au moins atteint 10% du volume de la plus large à un moment dans la simulation. La ligne horizontale noire en tirets représente le volume total du cube contenant le progéniteur de la Voie Lactée. Les différentes couleurs encodent les différents redshifts de fusion des régions HII avec la région la plus large (rouge représente une fusion précoce et bleu une fusion tardive). 210
- 8.3 Evolution avec le redshift du volume des régions HII associées à M31. La ligne en trait plein noir représente l'évolution du volume de la région la plus grande. Les lignes en couleurs représentent les évolutions du volume des régions qui ont au moins atteint 10% du volume de la plus large à un moment dans la simulation. La ligne horizontale noire en tirets représente le volume total du cube contenant le progéniteur de M31. Les différentes couleurs encodent les différents redshifts de fusion des régions HII avec la région la plus large (rouge représente une fusion précoce et bleu une fusion tardive). 211

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des différents types de halos et de leurs mécanismes de formation stellaire.	20
6.1	Caractéristiques des modèles étudiés.	168
6.2	Classes de masse de halos de matière noire au moment de la fusion majeure des régions pour les trois familles de régions HII. Les classes sont dépendantes de la résolution des simulations et sont donnés pour les deux tailles de boîtes de 200 et 50 Mpc/h. Les masses sont données en masses solaires.	172
8.1	Résumé des propriétés des quatre modèles étudiés.	207