



HAL
open science

Etude numérique de l'époque de réionisation avec le code de simulation EMMA

Nicolas Deparis

► **To cite this version:**

Nicolas Deparis. Etude numérique de l'époque de réionisation avec le code de simulation EMMA. Astrophysique [astro-ph]. Université de Strasbourg, 2017. Français. NNT : 2017STRAE047 . tel-01820659

HAL Id: tel-01820659

<https://theses.hal.science/tel-01820659>

Submitted on 22 Jun 2018

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

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

ÉCOLE DOCTORALE 182

Observatoire Astronomique de Strasbourg

THÈSE présentée par :

Nicolas DEPARIS

Soutenu: 8 décembre 2017

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

Discipline/ Spécialité : Astrophysique

**Étude numérique de l'Époque de
Réionisation avec le code de simulation
EMMA**

THÈSE dirigée par :

Mr. AUBERT Dominique

Maître de conférences, Observatoire de Strasbourg

RAPPORTEURS :

Mme. LAGACHE Guilaine

Mr. RASERA Yann

Astronome CNAP, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille

Maître de conférences, Observatoire de Paris – Meudon, LUTH

AUTRES MEMBRES DU JURY :

Mme. LANCON Ariane

Mr. TEYSSIER Romain

Mr. OCVIRK Pierre

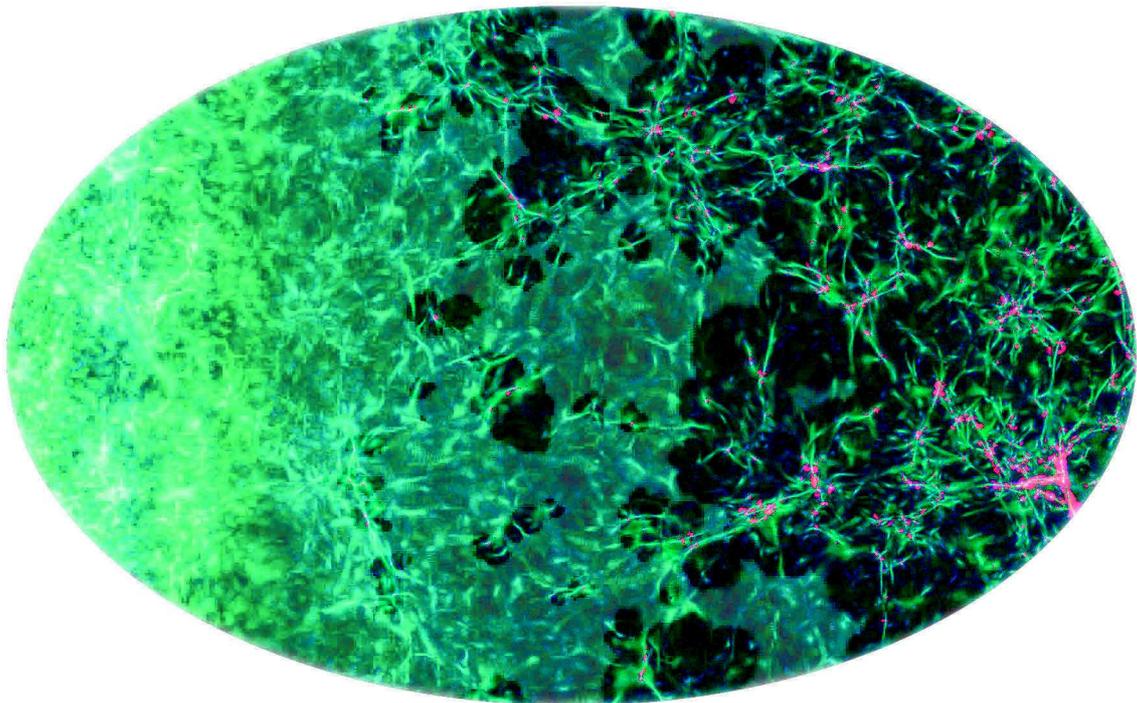
Professeur, Observatoire de Strasbourg

Professeur, Université de Zurich (CH)

Astronome – adjoint CNAP, Observatoire de Strasbourg

ÉTUDE NUMÉRIQUE DE L'ÉPOQUE DE RÉIONISATION AVEC
LE CODE DE SIMULATION EMMA

NICOLAS DEPARIS



Nicolas Deparis : *Étude numérique de l'Époque de Réionisation avec le code de simulation EMMA*, 8 Decembre 2017

*You develop an instant global consciousness,
a people orientation,
an intense dissatisfaction with the state of the world,
and a compulsion to do something about it.
From out there on the moon, international politics look so petty.
You want to grab a politician by the scuff of the neck
and drag him a quarter of a million miles out and say :
'Look at that you son of a bitch'
— Edgar Mitchell - Apollo 14 astronaut*

A ma famille.

RÉSUMÉ

L'époque de réionisation (EoR) est une phase de grands changements qu'a subi l'Univers dans son premier milliard d'années. Suite à l'apparition des premières sources de rayonnement et à l'émission de photons énergétiques par ces dernières, l'hydrogène a été réionisé. Cette transition a eu un impact sur la formation des galaxies et leur contenance stellaire.

J'ai activement participé au développement d'EMMA, un code de simulation numérique ayant pour objectif d'étudier les processus à l'œuvre durant l'EoR. J'y ai développé et implémenté un modèle de formation et d'évolution stellaire et ces travaux ont contribué à la réalisation de "CoDa I AMR" une simulation dédiée à l'étude de l'EoR parmi les plus grandes réalisées à l'heure actuelle. J'ai également contribué au développement d'outils dédiés à l'exploration de simulations de ce type.

J'ai étudié la façon dont le rayonnement s'échappe des galaxies en fonction des paramètres du modèle stellaire, et montré qu'aux résolutions d'intérêt les supernovae peuvent augmenter la fraction de photons libérés.

J'ai également étudié la propagation des fronts d'ionisation et montré qu'il était possible de réduire la vitesse de la lumière par 3 (et ainsi diminuer le temps de calcul du transfert du rayonnement par 3), tout en conservant des résultats corrects. CoDa I AMR a permis d'étudier le lien entre l'histoire de réionisation des halos et leurs masses actuelles. Cette étude tend à confirmer l'hypothèse d'une réionisation précoce et interne du Groupe Local.

Mots clefs : Cosmologie, âge sombres, réionisation, premières étoiles, méthodes numériques.

ABSTRACT

The epoch of reionization (EoR) is a great transition in the first billion years of the Universe history. After the apparition of the first sources and the emission of energetic radiation by those ones, the hydrogen was reionized. This transition has an impact on the galaxies formations and their stellar content.

I was part of the development team of EMMA, a numerical simulation code who aimed to study the processes happening during the EoR. I developed and implemented a stellar formation and evolution model. These works contributed to the realisation of "CoDa I AMR" one of the largest simulation dedicated to the study of the EoR yet. I contribute to the development of a tool dedicated to the exploration of this kind of simulations.

I studied how the radiation escaped the galaxies as a function of the parameters of the stellar model, and showed that supernovae could increase the ratio of escaping photon at our resolutions.

I also studied the ionization fronts propagation and showed that the speed of light could be reduced by a factor 3 (and then divide the computational cost of the radiative transfer by 3), while keeping corrects results. CoDa I AMR was used to study the link between reionization histories and presents halos masses. This study tends to confirm the hypothesis of an early and internal reionization of the Local Group.

Keywords : Cosmology, dark ages, reionization, first stars, numerical methods

TABLE DES MATIÈRES

I	CONTEXTE	5	
1	LE MODELE STANDARD DE LA COSMOLOGIE MODERNE		7
1.1	Émergence de l'idée d'un Univers non statique		7
1.1.1	Les observations de Hubble	7	
1.1.2	La loi de Hubble	7	
1.1.3	Équations de Friedmann	9	
1.2	Le modèle du Big-bang	13	
1.2.1	Nucléosynthèse primordiale	13	
1.2.2	Le fond diffus cosmologique	13	
1.3	Le contenu de l'Univers	15	
1.4	Formation des structures	17	
2	LA RÉIONISATION	21	
2.1	Preuves observationnelles	22	
2.1.1	Spectres de quasars et épaisseur optique Lyman-alpha	22	
2.1.2	CMB et épaisseur optique Thomson	24	
2.1.3	Les futures observations	25	
2.2	Influence de la réionisation sur la formation des galaxies	26	
2.3	Physique de la réionisation	28	
2.3.1	Sphère de Strömgren	29	
2.3.2	Le cas non idéal	29	
II	MÉTHODES NUMÉRIQUES	35	
3	INTRODUCTION A EMMA	37	
3.1	Aperçu des différents modèles numériques	37	
3.1.1	Quelques codes de simulations cosmologiques		38
3.2	Gestion de la grille	39	
3.2.1	Grille régulière et AMR	39	
3.2.2	Maille adaptative	40	
3.2.3	Gestion du raffinement	43	
3.2.4	Recherche de voisins	45	
4	LES PRINCIPAUX MOTEURS PHYSIQUES	47	
4.1	Gravitation et matière noire	47	
4.1.1	Résolution de l'équation de Poisson		48
4.1.2	Multigrille	50	
4.1.3	Implémentation sur grille adaptative		50
4.1.4	Gestion du pas de temps	50	

4.2	Hydrodynamique et physique baryonique	51
4.2.1	Problème de Riemann et volumes finis	52
4.2.2	Gestion du pas de temps	54
4.3	Rayonnement et énergie ionisante	55
4.3.1	L'équation du transfert du rayonnement	55
4.3.2	Méthode des moments	56
4.3.3	Relation de fermeture et approximation M1	57
4.3.4	Gestion du pas de temps et vitesse de la lumière réduite	57
4.3.5	Groupes de photons	58
4.3.6	Couplage matière-rayonnement	59
4.4	Gestion de la cosmologie	60
4.5	Gestion du pas de temps	61
4.5.1	Influence de l'AMR	61
4.5.2	Transport radiatif sur grille de base	62
5	MATÉRIEL ET PARALLÉLISME	65
5.1	Calcul hautes performances	65
5.1.1	Loi de Moore et simulations	65
5.1.2	Principes de parallélisation	65
5.1.3	Les calculateurs	67
5.2	Implémentation du parallélisme	69
5.2.1	Courbe de Peano-Hilbert	69
5.2.2	Les domaines	70
5.3	Calcul accéléré par processeurs graphiques	70
5.3.1	Les communications CPU/GPU	72
5.3.2	Courbe de Morton	74
5.4	Gestion des entrées/sorties	75
III ÉTUDE DE L'INFLUENCE DE LA COMPOSANTE STELLAIRE DANS LES SIMULATIONS DE L'ÉPOQUE DE RÉIONISATION		
		79
6	MISE EN PLACE D'UN MODÈLE DE FORMATION ET D'ÉVOLUTION STELLAIRE	81
6.1	Considérations de résolution	81
6.2	La formation stellaire	82
6.2.1	Critère de Jeans	82
6.2.2	Localisation des zones de formation stellaire	82
6.2.3	La loi de Schmidt-Kennicutt	83
6.2.4	Implémentation	84
6.2.5	Quelques détails techniques	85
6.3	La phase radiative	86
6.3.1	Modèle de population stellaire	86
6.3.2	Fonction de masse initiale	88
6.3.3	Quelques détails techniques	89
6.4	Les supernovæ	89
6.4.1	La mort d'une étoile massive	89

6.4.2	Mes Implémentations	90
6.4.3	Retour de masse	91
6.4.4	Explosion de Sedov	92
6.4.5	Calibration	93
6.5	Tests du modèle en conditions de production	96
6.5.1	Présentation des simulations	96
6.5.2	Test de formation stellaire	96
6.5.3	Test d'ionisation	98
6.5.4	Tests du modèle de supernovæ	102
7	RÉTRO-ACTION STELLAIRE	105
7.1	Association halos - galaxies	105
7.1.1	Association dans le R_{200}	107
7.1.2	Le problème de la forme des halos	107
7.2	Étude de la composition des halos en fonction du feed-back de supernovæ	110
7.2.1	Approche visuelle	110
7.2.2	Les fonctions de masse	110
7.2.3	La formation stellaire en fonction de la masse du halo	110
7.2.4	La fraction baryonique	112
7.3	Étude des halos à leur rayon du Viriel	115
7.3.1	La vitesse du gaz au R_{200}	115
7.3.2	Le flux radiatif au R_{200}	119
7.3.3	Budget de photons	120
7.3.4	Fraction d'échappement	120
7.4	Conclusions	122
IV	ÉTUDE DE LA PROPAGATION DE L'IONISATION DANS LES SIMULATIONS À L'AIDE DES CARTES DE REDSHIFTS DE RÉIONISATION	125
8	INFLUENCE DE LA RSLA SUR LA PROPAGATION DE L'IONISATION	127
8.1	Calcul des cartes de redshifts de réionisation	127
8.1.1	Quelques détails techniques	129
8.1.2	Résultats	130
8.2	Calcul de la vitesse des fronts d'ionisation	130
8.3	Présentation des simulations	134
8.4	Vitesse des fronts	136
8.5	Conclusion	139
9	RÉIONISATION ET MASSE DES HALOS À $z=0$	141
9.1	Le projet Cosmic Dawn	141
9.1.1	Présentation du projet	141
9.1.2	Conditions initiales	142
9.1.3	Présentation des simulations	143
9.2	Détermination des redshifts de réionisation des halos à redshift $z=0$	143

9.2.1	Méthode "Merger Tree"	146
9.2.2	Méthode "Particules"	146
9.3	Résultats	146
9.3.1	Instants d'ionisation des halos	146
9.3.2	Durées d'ionisation des halos	147
9.3.3	Le cas du groupe local	149
9.3.4	Conclusions et perspectives	150
V	VISUALISER LES SIMULATIONS	153
10	INTRODUCTION À LA VISUALISATION DE DONNÉES	155
10.1	Projeter une grille AMR	156
10.1.1	Le tirage des lignes de visées	156
10.1.2	La réduction des lignes de visées	156
10.2	Projection orthogonale	157
10.3	Projection en perspective	159
10.3.1	Lancé de rayons	159
10.3.2	Application	160
10.4	Movie	160
10.5	Cône de lumière	162
10.6	Projection interactive en 3D	164
VI	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	167
11	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	169
VII	PUBLICATIONS	173
A	PUBLICATION ACCÉPTÉE N°1	175
B	PUBLICATION SOUMISE À RÉFÉREE N°1	203
C	PUBLICATION EN COURS N°1	217
D	PUBLICATION EN COURS N°2	227
E	PROCEEDING N°1	237
F	PROCEEDING N°2	243
	BIBLIOGRAPHIE	249

TABLE DES FIGURES

FIGURE 1.1	Hubble Ultra Deep Field	8
FIGURE 1.2	Densités d'énergies	10
FIGURE 1.3	Taille de l'Univers	12
FIGURE 1.4	Fond diffus cosmologique (CMB)	14
FIGURE 1.5	Spectre de puissance des fluctuation du CMB	14
FIGURE 1.6	Détermination des paramètres cosmologiques	15
FIGURE 1.7	Tables paramètres cosmologique	16
FIGURE 1.8	SDSS - Millennium	18
FIGURE 1.9	HMF théorique	20
FIGURE 2.1	Présentation de l'EoR	22
FIGURE 2.2	Spectres de quasars	23
FIGURE 2.3	Épaisseur optique Lyman-alpha	24
FIGURE 2.4	Fraction de neutre	25
FIGURE 2.5	Épaisseur optique Thomson	26
FIGURE 2.6	Futures observations	27
FIGURE 2.7	Fonction de refroidissement	28
FIGURE 2.8	Contrainte SFH	31
FIGURE 2.9	Budget de photons galaxies/ quasars	32
FIGURE 2.10	Taux de photo-ionisation	33
FIGURE 3.1	Grille générée par EMMA	40
FIGURE 3.2	Grille AMR et son octree	41
FIGURE 3.3	OCT et CELL	42
FIGURE 3.4	Opérateurs de changement de grille	45
FIGURE 3.5	Recherche de voisins dans l'octree.	46
FIGURE 4.1	CIC	49
FIGURE 4.2	Multigrille	51
FIGURE 4.3	Problème de Riemann	53
FIGURE 4.4	Méthode MUSCL	55
FIGURE 4.5	Pas de temps AMR	62
FIGURE 4.6	CRTA	64
FIGURE 5.1	Loi de Moore	66
FIGURE 5.2	Évolution de la taille des simulations	66
FIGURE 5.3	Calculateur TITAN	68
FIGURE 5.4	Courbe de Hilbert	70
FIGURE 5.5	Domaine associé à un processus	71
FIGURE 5.6	Comparaison architecture CPU/GPU	71
FIGURE 5.7	Passage AMR / vecteur	73
FIGURE 5.8	Comparaison coût CPU/GPU	74

FIGURE 5.9	Courbe de Morton	75
FIGURE 5.10	Gestion des entrées/sorties	77
FIGURE 6.1	Spectres Starburst99	87
FIGURE 6.2	Émissivité ionisante	87
FIGURE 6.3	Injection d'énergie cinétique	92
FIGURE 6.4	Test de Sedov - Profils	94
FIGURE 6.5	Test de Sedov - Tranches	95
FIGURE 6.6	Calibration des supernovæ	97
FIGURE 6.7	Histoire de formation stellaire	99
FIGURE 6.8	Histoire d'ionisation	99
FIGURE 6.9	Masses des étoiles	101
FIGURE 6.10	SFH cosmique en fonction de la méthode d'injection d'énergie	103
FIGURE 6.11	SFH cosmique en fonction de la quantité d'énergie injectée	103
FIGURE 6.12	SFH cosmique en fonction de l'efficacité de formation stellaire	104
FIGURE 7.1	Fonction d'ionisation en fonction de la quantité d'énergie injectée	106
FIGURE 7.2	Détection des halos	108
FIGURE 7.3	Méthodes d'association matière noire - grille	109
FIGURE 7.4	Projection des petits halos	109
FIGURE 7.5	Influence du modèle de supernovæ sur la forme des halos	111
FIGURE 7.6	Fonctions de masses des halos	112
FIGURE 7.7	SFR en fonction de la masse du halo	113
FIGURE 7.8	Fraction baryonique	114
FIGURE 7.9	Sphère HealPix	116
FIGURE 7.10	Vitesse du gaz au R_{200} 1	117
FIGURE 7.11	Vitesse du gaz au R_{200} 2	118
FIGURE 7.12	Flux de photons au R_{200}	121
FIGURE 7.13	Budget de photons	122
FIGURE 7.14	Fraction d'échappement des photons	123
FIGURE 8.1	Carte de fraction d'ionisation	128
FIGURE 8.2	Carte de redshifts d'ionisation	131
FIGURE 8.3	Vitesse des fronts d'ionisation	133
FIGURE 8.4	Redshift de réionisation en fonction de la RSLA	135
FIGURE 8.5	Évolution de la vitesse moyenne des fronts	137
FIGURE 8.6	Évolution de la vitesse des fronts - histogrammes	138
FIGURE 9.1	CODA I AMR	142
FIGURE 9.2	Contraintes CoDa I AMR	144
FIGURE 9.3	Carte de redshifts et halos à $z=6$	145
FIGURE 9.4	Instants et durées de réionisation	148
FIGURE 9.5	Réionisation du Groupe Local	150
FIGURE 10.1	Deux types de projections	157
FIGURE 10.2	Algorithme de Bressenham	159

FIGURE 10.3	Projection equirectangle	161
FIGURE 10.4	Light cone	163
FIGURE 10.5	Projection 3D	165

LISTE DES TABLEAUX

TABLE 4.1	Système d'unités supercomobiles	60
TABLE 4.2	Facteurs de normalisation	61
TABLE 5.1	TOP500	68
TABLE 5.2	Débits interfaces HPC	69

LISTINGS

Listing 3.1	La structure CELL de EMMA	42
Listing 3.2	La structure OCT de EMMA	43
Listing 3.3	La structure PARTICULE de EMMA	44
Listing 8.1	Mise a jour du redshift de reionisation	129

ACRONYMES

AMR	Adaptive Mesh Refinement
EoR	Epoch of Reionization
CIC	Cloud In Cell

PIC	Particle In Cell
SFR	Star Formation Rate
SFH	Star Formation History
IGM	InterGalactic Medium
IMF	Initial Mass Function
CRTA	Coarse Radiative Transport Approximation
OTSA	On The Spot Approximation
SPH	Smooth Particle Hydrodynamic
GPU	Graphical Processing Unit
CPU	Central Processing Unit
RSLA	Reduced Speed of Light Approximation
FOF	Friend Of Friend
FOV	Field Of View
CMB	Cosmic Microwave Background
MUSCL	Monotonic Upstream-Centered Scheme for Conservation Laws
HMF	Halo Mass Function
CoDa	Cosmic Dawn
CLUES	Constrained Local Universe Simulations
HPC	High Performance Computing
HLL	Harten, Lax et van Leer
CFL	Courant, Friedrichs et Lewy

INTRODUCTION

Cette thèse porte sur l'étude de l'Époque de Réionisation ou Epoch of Reionization (EoR) à l'aide de simulations numériques. La réionisation a été produite par l'apparition des premières sources de rayonnement ionisant dans l'Univers alors qu'il était âgé d'environ 300 millions d'années. Il fallut alors 700 millions d'années supplémentaires pour que le rayonnement remplisse l'Univers, situant ainsi la fin de la période de réionisation à environ un milliard d'années après le Big-bang.

Voici un aperçu des questions qui nous intéressent dans cette thèse :

- Quelles sont les physiques nécessaires à la bonne modélisation de l'EoR, à quelles échelles ces phénomènes interviennent-ils et comment s'est propagée l'ionisation dans l'Univers ?
- Comment la formation stellaire des premières générations d'étoiles a-t-elle impacté l'apparition des générations suivantes d'étoiles ? Quelle influence la réionisation a-t-elle eu sur la formation des galaxies et y a-t-il des marques dans l'Univers local ?
- L'Univers a-t-il été réionisé par quelques grosses sources très lumineuses ou par de nombreuses sources moins énergétiques ?

Pour étudier des phénomènes aussi fortement couplés que ceux considérés dans le cas de l'EoR, il est nécessaire d'avoir recours à des simulations numériques. À l'heure actuelle, il commence à être possible de simuler l'effondrement de structures cosmologiques, contenant du gaz, formant des étoiles, qui émettent du rayonnement, le tout de manière auto-cohérente. Mais l'utilisation des simulations introduit également quelques questions :

- Comment modéliser au mieux les différentes physiques à l'œuvre ?
- Comment simuler la réionisation efficacement et comment tirer profit au maximum du matériel disponible pour que ces simulations aient un coût raisonnable ?
- De quelle résolution a-t-on besoin et quels sont les compromis nécessaires ?

MES TRAVAUX

Dans l'objectif de répondre à certaines de ces questions, il est nécessaire de développer des outils. Mon principal objet d'étude durant cette thèse a été EMMA, un code de simulations cosmologiques dédié à l'étude de l'EoR. J'y ai apporté différentes contributions, allant de l'implémentation de nouvelles physiques jusqu'à la simple résolution de conflits, en passant par l'optimisation de certaines parties.

Une de mes principales contributions a été l'implémentation d'un modèle de formation et d'évolution stellaire et une étape importante de cette thèse a été sa calibration. Ce modèle dispose de plusieurs paramètres libres, et leurs valeurs étant directement fonction de la résolution, il a naturellement été choisi d'utiliser la résolution des plus grosses simulations réalisables aujourd'hui. Cette calibration a été une étape préliminaire à la réalisation de la simulation CODA I-AMR une des plus grosses simulations de l'EoR à l'heure actuelle. Cette simulation a été utilisée pour étudier l'histoire de réionisation des halos en fonction de leurs masses actuelles.

Dans l'objectif de diminuer les concessions à réaliser sur la taille et la résolution des simulations, il existe différentes pistes : soit augmenter l'accès aux ressources de calculs, soit optimiser les codes de simulations. Un des mes buts a été de mieux cerner l'ensemble des techniques utilisées dans un tel code pour être en mesure de cibler au mieux les points à optimiser.

J'ai développé une méthode pour mesurer la vitesse des fronts d'ionisation basée sur les cartes de redshifts de réionisation. Cette méthode permet de suivre l'évolution de l'ionisation dans les simulations et a été appliquée à l'étude de l'influence de l'approximation de la vitesse de la lumière réduite sur l'interprétation des résultats.

Pour finir j'ai également consacré du temps au développement d'outils dédiés à la visualisation des simulations produites.

ORGANISATION DU MANUSCRIT

Ce manuscrit est articulé autour de différents travaux auxquels j'ai contribué durant ma thèse. Après le présent chapitre introductif, la première partie sera consacrée à la mise en place du contexte. Une fois les grandes lignes du modèle physique introduites, et le contexte de la réionisation posé, j'aborderai plus spécifiquement mes travaux. Je m'appuierai sur chacune des publications auxquelles j'ai contribué, et articulerai un chapitre autour de chacune d'elles.

CONTEXTE : Le chapitre 1 constitue une introduction aux concepts utiles en cosmologie. Ces concepts seront nécessaires pour aborder le chapitre 2 qui explore plus spécifiquement la période de réionisation.

MÉTHODES NUMÉRIQUES : Une partie sera consacrée à EMMA l'outil central de cette thèse. Dans le chapitre 3, je commencerai par présenter les grandes lignes de EMMA. Le chapitre 4 sera consacré au développement des différents moteurs physiques et de leurs concepts numériques associés. Puis dans le chapitre 5, l'accent sera mis sur les techniques de parallélisation utilisées dans EMMA. Cette approche permettra au lecteur de mieux appréhender les résultats obtenus à partir des simulations générées ensuite avec ce code.

MODÈLE STELLAIRE : Comme l'étude du rayonnement émis dans l'Univers passe immanquablement par l'étude de la formation stellaire, je consacrerai le chapitre 6 à détailler le modèle de formation et d'évolution stellaire de EMMA, ainsi que ses contraintes, ses limites, et les différents tests qui ont été exécutés pour sa calibration. Je présenterai ensuite dans le chapitre 7 une étude menée à l'aide de ce modèle, visant à mieux comprendre les résultats obtenus dans les grandes simulations de la réionisation. L'objectif est de comprendre quelles sont les galaxies qui contribuent à la réionisation dans nos modèles et quel est l'impact du feedback stellaire sur cette contribution aux résolutions qui nous intéressent.

PROPAGATION DE L'IONISATION : Le chapitre 8 sera consacré à une étude sur la façon dont l'ionisation s'est propagée dans l'Univers. Je présenterai une méthode que j'ai développée pour calculer la vitesse des fronts d'ionisation, en utilisant les cartes de redshifts de réionisation, outils dont l'implémentation dans EMMA sera également introduite dans cette partie. Cette méthode sera ensuite appliquée à une étude sur l'influence de l'approximation de la vitesse de la lumière réduite sur la propagation des fronts d'ionisation dans les simulations.

Le chapitre 9 sera dédié à l'étude des instants d'ionisation des halos en fonction de leurs masses à redshift $z = 0$. Cette étude sera menée à l'aide d'une carte de redshifts de réionisation générée par la simulation "CoDa I AMR" que j'introduirai également.

VISUALISATION : Nous verrons ensuite un court chapitre 10, consacré à la présentation de travaux liés à la visualisation des simulations cosmologiques. J'y aborderai différentes méthodes de visualisations ainsi que quelques détails techniques liés à leurs implémentations.

CONCLUSION : Nous finirons par un rapide rappel des conclusions tirées tout au long de ce manuscrit ainsi que par quelques perspectives.

Première partie

CONTEXTE

LE MODELE STANDARD DE LA COSMOLOGIE MODERNE

Cette thèse s'inscrit dans le cadre du modèle standard de la cosmologie. Ce modèle, aussi appelé modèle Λ CDM, considère un Univers en expansion et composé essentiellement d'énergie noire (Λ) et de matière noire froide (Cold Dark Matter). Ce chapitre a pour objectif de présenter les grandes lignes de ce modèle.

1.1 ÉMERGENCE DE L'IDÉE D'UN UNIVERS NON STATIQUE

L'idée d'un Univers non statique a pris forme dans le début du XXème siècle suite à deux événements majeurs. D'un côté l'élaboration de la théorie de la relativité générale d'Einstein en 1915 a permis la mise en place d'un cadre théorique propice. D'un autre côté, plus d'une décennie plus tard les observations de Hubble ont confirmé l'expansion de l'Univers.

Les observations de Hubble

Entre 1923 et 1929 Hubble observe deux phénomènes qui vont mener à une redéfinition de notre notion de cosmologie. Il bénéficie à l'époque de l'accès au plus puissant télescope du monde (le télescope Hooker du mont Wilson). Cet instrument lui a permis d'observer que des nébuleuses situées hors de notre galaxie présentent des caractéristiques identiques à des systèmes d'étoiles (HUBBLE, 1926). Il en déduit qu'il existe d'autres galaxies que notre Voie Lactée (voir figure 1.1).

La loi de Hubble

HUBBLE, 1929 observe également une relation entre la distance de ces nouvelles galaxies et leurs spectres lumineux. Plus une galaxie est éloignée de l'observateur, plus son spectre est décalé vers le rouge.

La loi de Hubble est la relation entre la distance d'une galaxie D et sa vitesse radiale d'éloignement V :

$$V = H_0 D, \quad (1.1)$$

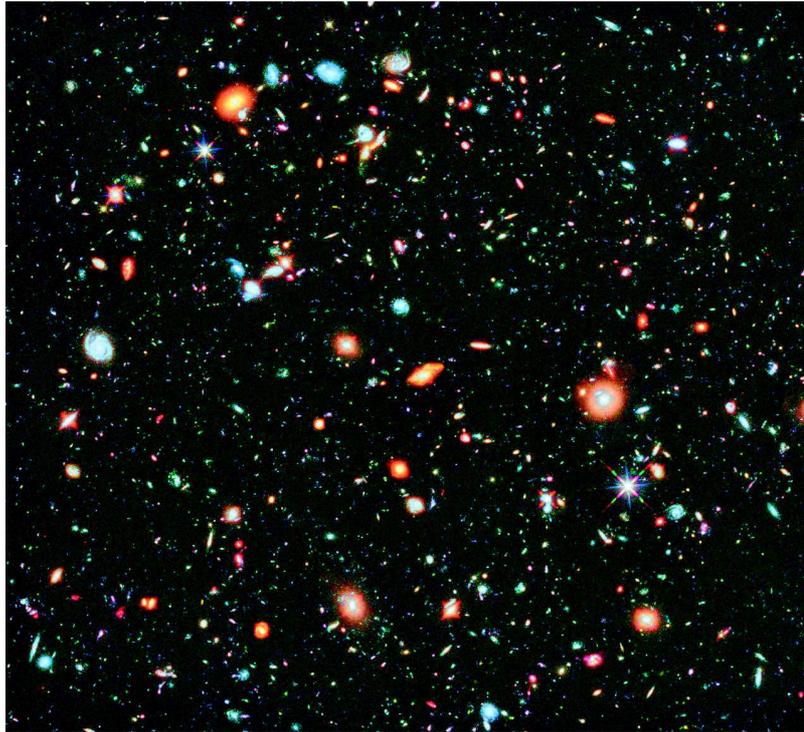


FIGURE 1.1 – Hubble Ultra Deep Field (BECKWITH et al., 2006). En 1926 E. Hubble observe pour la première fois qu'il existe d'autres galaxies. Leur nombre est estimé aujourd'hui à $\approx 2 \cdot 10^{11}$ dans l'Univers observable.

où la constante de Hubble est aujourd'hui estimée à $H_0 = 67 \text{ [km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}]$ (PLANCK COLLABORATION, 2016).

D'une manière plus générale la constante de Hubble représente le taux de variation relative de la distance entre deux points. Elle s'exprime sous la forme :

$$H = \frac{1}{a} \frac{da}{dt} = \frac{\dot{a}}{a}, \quad (1.2)$$

où $a = a_{(t)}$ est le facteur d'expansion. $a_0 = 1$ représente par définition la valeur de a prise aujourd'hui.

Le redshift, s'exprime en fonction du facteur d'expansion de la manière suivante :

$$z = \frac{1}{a} - 1 \quad (1.3)$$

Équations de Friedmann

Les observations de Hubble ont permis de confirmer ce qui avait été pressenti par EINSTEIN, 1916 plus d'une décennie plus tôt, lorsqu'il introduisit théoriquement le concept d'expansion de l'Univers. La théorie de la relativité générale introduit la célèbre equation de champ décrivant le lien entre densité d'énergie et déformation de l'espace-temps :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}. \quad (1.4)$$

Dans cette équation apparaît le terme Λ (de Λ CDM), appelée *constante cosmologique*, et également : $R_{\mu\nu}$ le tenseur de Ricci, R la courbure scalaire, $g_{\mu\nu}$ le tenseur métrique, $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie-impulsion et κ la constante d'Einstein.

Quelques années plus tard, Alexandre Friedmann entreprend de trouver des solutions exactes à l'équation d'Einstein en l'appliquant à un Univers homogène et isotrope (FRIEDMANN, 1922). Il arrive à ce système d'équations indépendantes permettant de modéliser l'Univers dans son ensemble :

$$3 \left(\frac{H^2}{c^2} + \frac{K}{a^2} \right) = \frac{8\pi G}{c^2} \rho \quad (1.5)$$

$$-2 \frac{\dot{H}}{c^2} - 3 \frac{H^2}{c^2} - \frac{K}{a^2} = \frac{8\pi G}{c^4} P \quad (1.6)$$

L'équation 1.5 relie le taux d'expansion H , la courbure spatiale K et le facteur d'échelle a à la densité d'énergie ρ . L'équation 1.6 relie la pression P à la dérivée temporelle du taux d'expansion.

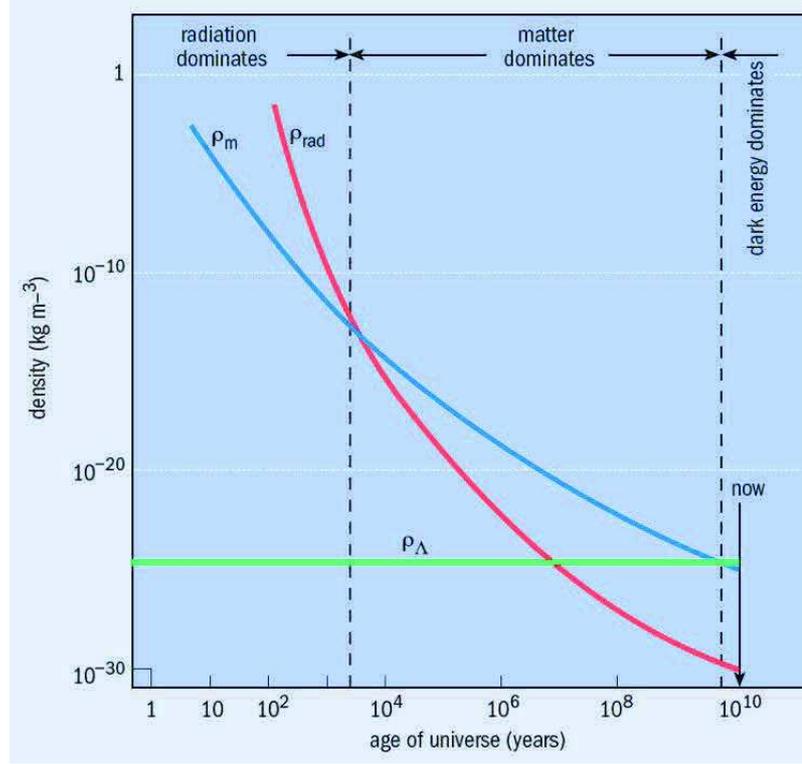


FIGURE 1.2 – Importances respectives des différentes densités d’énergies en fonction de l’âge de l’Univers (et donc de sa taille). Image extraite de (FREEDMAN et KAUFMANN, 2005).

En manipulant l’équation 1.5 il est possible de montrer que :

$$H = \frac{\dot{a}}{a} = H_0 \sqrt{\Omega_{r,0} a^{-4} + \Omega_{M,0} a^{-3} + \Omega_{K,0} a^{-2} + \Omega_{\Lambda,0}} \quad (1.7)$$

où les paramètres $\Omega_{i,0}$ représentent la densité d’énergie associée aux différents constituants,

$$\Omega_{i,0} = \frac{\rho_{i,0}}{\rho_{c,0}}, \quad (1.8)$$

en fonction de la densité critique de l’Univers :

$$\rho_{c,0} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \quad (1.9)$$

Nous verrons dans la partie dédiée à la détermination des paramètres cosmologiques (cf Sec 1.3) que les mesures actuelles sont en faveur d’un Univers plat (sans courbure). Ce qui s’exprime par $\Omega_{K,0} = 0$ et $\Omega_{\Lambda,0} + \Omega_{M,0} + \Omega_{r,0} = 1$. La valeur de ρ_c est déterminée avec l’équation 1.5, en considérant un Univers plat et sans constante cosmologique ($\Lambda = 0$).

$\Omega_{M,0}$ est le paramètre de densité d'énergie associée à la matière. Par simple effet de dilution, cette densité décroît avec le cube du facteur d'expansion. Un Univers dominée par cette énergie est nommé "Univers poussière".

$\Omega_{r,0}$ représente le paramètre de densité d'énergie relativiste (par exemple les photons). La densité de photon décroît avec le cube du facteur d'expansion, mais du fait de l'allongement de la longueur d'onde avec a , la densité d'énergie associée au rayonnement décroît avec la puissance 4 de a . Un Univers dominée par cette énergie est nommé "Univers lumière".

$\Omega_{\Lambda,0}$ est le paramètre de densité d'énergie du vide. Cette énergie est associée à la constante cosmologique et à l'accélération de l'expansion de l'Univers et sa densité est constante dans le temps.

$\Omega_{K,0}$ est le paramètre de densité de courbure spatiale ou la densité d'énergie associée à la courbure de l'espace. Selon l'équation 1.4, l'énergie peut courber l'espace, mais si l'espace possède une courbure intrinsèque, elle est équivalente à une densité d'énergie.

$$\Omega_{K,0} = 1 - \Omega_{r,0} - \Omega_{M,0} - \Omega_{\Lambda,0} \quad (1.10)$$

Comme ces densités d'énergies sont liées au facteur d'expansion, celles-ci évoluent avec le temps (cf Fig. 1.2) et dominent à différentes époques. Lors de la réionisation, le bilan énergétique de l'Univers était dominé par la matière.

En intégrant l'équation 1.7, il est possible de déterminer l'évolution de la taille de l'Univers en fonction de la densité respective de ses différents constituants. La figure 1.3 présente quelques évolutions possibles. Nous observons ici que la valeur des paramètres cosmologique contraint l'âge actuel de l'Univers (le point où la courbe passe l'axe horizontal).

Le scénario actuellement admis est en faveur d'un Univers en accélération (courbe rouge). L'accélération de l'expansion de l'univers a été découverte à la fin du XXème siècle par 2 équipes simultanément, chacune ayant reçu le prix Nobel en 2011 :

- High-Z supernovae search team (RIESS et al., 1998)
- Supernova Cosmology Project (PERLMUTTER et al., 1999)

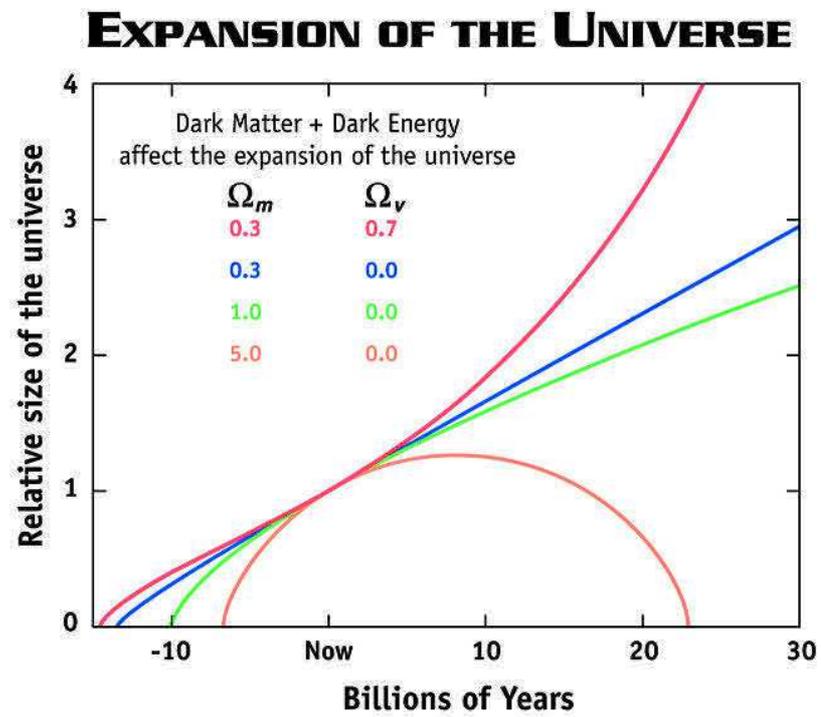


FIGURE 1.3 – Taille de l'Univers en fonction du temps pour différents paramètres cosmologiques. Image [NASA/WMAP Science Team](#).

1.2 LE MODÈLE DU BIG-BANG

Une fois établi que les galaxies s'éloignent de nous dans toutes les directions, un constat s'impose : en remontant le temps elles devaient être plus proches les unes des autres, et en poussant ce constat à l'extrême, à un certain instant dans l'histoire de l'Univers, toute la matière était extrêmement dense. LEMAÎTRE, 1927 propose une théorie de l'atome primitif. Cette singularité a été baptisée Big-bang et donne son nom au modèle cosmologique actuel.

Nucléosynthèse primordiale

Après le Big-bang, l'Univers est suffisamment chaud pour présenter une soupe de particules élémentaires (quarks, gluons, leptons) qui vont former en se refroidissant les premiers protons et neutrons, qui vont à leur tour s'assembler pour former les premiers noyaux atomiques. La théorie de la nucléosynthèse primordiale a été présentée par (ALPHER, BETHE et GAMOW, 1948) dans un article surnommé $\alpha\beta\gamma$ en référence aux initiales des noms de ses auteurs. Cette théorie permet d'expliquer avec précision l'abondance observée des différents atomes présents dans l'Univers. Il est aujourd'hui admis que l'abondance en masse de l'Univers est :

- 73,9% d'hydrogène,
- 24% d'hélium,
- et 2,1% de l'intégralité des autres éléments du tableau périodique (nous nommerons ces éléments "métaux" par convention).

L'hydrogène est largement majoritaire et l'hélium et les métaux seront négligés dans la suite de cette étude.

Le fond diffus cosmologique

Tôt dans l'histoire de l'Univers, les noyaux atomiques sont découplés des électrons et l'Univers est dans un état ionisé. Il faudra attendre ≈ 380000 ans pour que la température diminue suffisamment pour permettre l'apparition des premiers atomes neutres. Cette période est appelée "époque de recombinaison" (voir SUNYAEV et CHLUBA, 2009 pour plus d'informations sur le sujet) et a donné lieu à l'émission du fond diffus cosmologique ou Cosmic Microwave Background (CMB). Durant cette transition, l'Univers a connu un changement d'état majeur puisque celui-ci est passé d'un état globalement ionisé à un état globalement neutre. Robert Herman et Ralph Alpher ont été les premiers à proposer l'existence du CMB en 1948 avant même sa découverte.

Penzias et Willson ont observé le CMB en 1964 et obtiennent le prix Nobel en 1978 pour la *decouverte de la radiation de fond micro-onde*. Cette

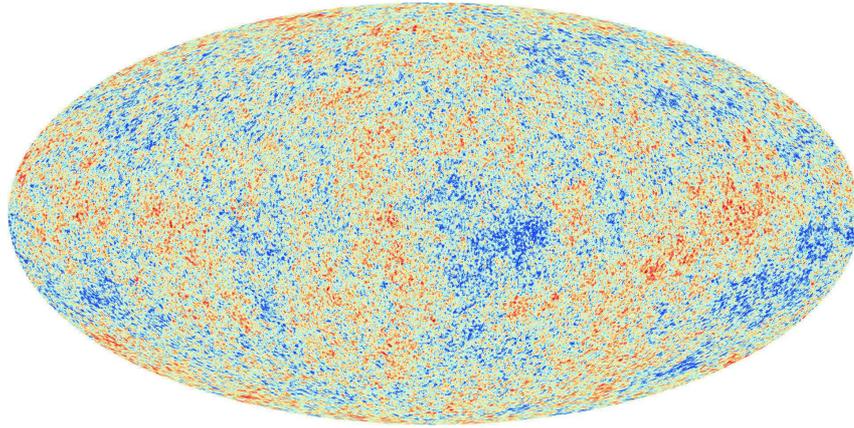


FIGURE 1.4 – Les fluctuations du CMB vues par le satellite Planck. Image ESA

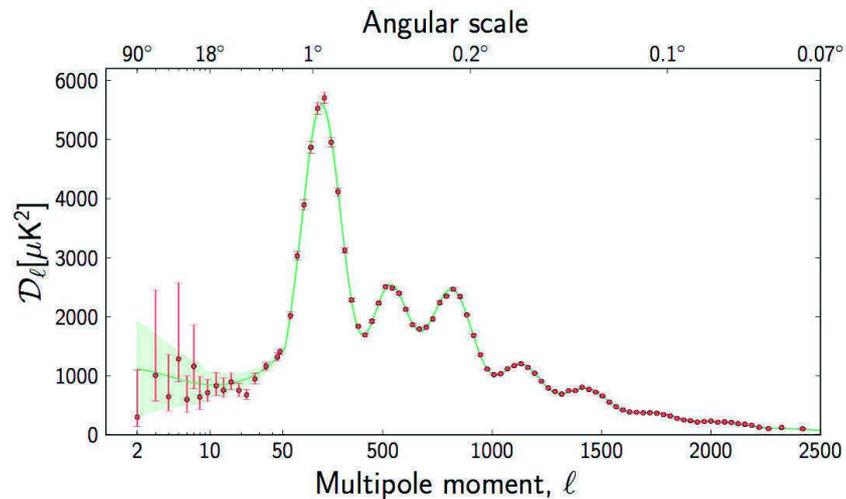


FIGURE 1.5 – Spectre de puissance des fluctuation du CMB. Image ESA

observation constitue un argument de poids en faveur de la théorie du Big-bang et une série de missions spatiales lui ont été consacrées.

- le satellite COBE (COsmic Background Explorer) en 1989
- le satellite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) en 2001
- le satellite Planck en 2009

Lors de sa découverte, le CMB était considéré comme uniforme mais John C. Mather et George F. Smoot ont conjointement obtenus le prix Nobel de physique en 2006 pour la *decouverte des anisotropies du CMB* grâce aux observations réalisées par le satellite COBE. Ce léger défaut d'uniformité (de l'ordre de 10^{-5} en relatif) nous renseigne sur l'état de l'Univers au moment de son émission. Par la suite, les satellites WMAP et Planck ont grandement amélioré la précision des mesures des anisotropies du fond diffus (Fig. 1.4).

Le spectre de puissance du CMB contient de l'information sur la distribution de la matière au moment de son émission, et ces fluc-

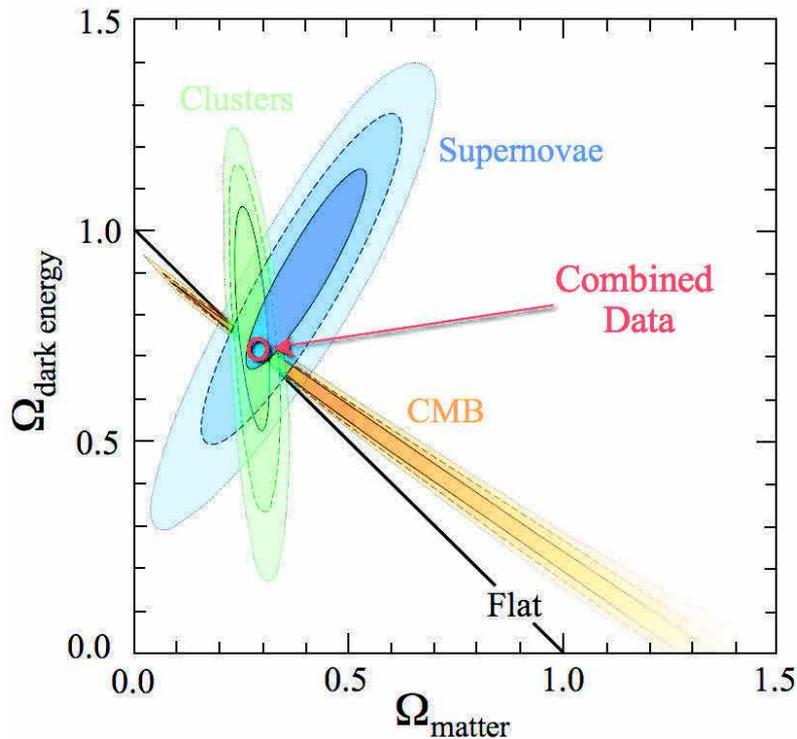


FIGURE 1.6 – Détermination des paramètres cosmologiques à partir de différents observables. Figure extraite de KOWALSKI et al., 2008

tuations de température sont essentielles pour expliquer la formation des grandes structures observées aujourd'hui.

1.3 LE CONTENU DE L'UNIVERS

Il est possible de créer un modèle théorique du plasma primordial et de l'utiliser pour prédire le spectre de puissance de l'émission de recombinaison. En comparant le spectre de puissance théorique obtenu à celui du CMB observé, il est possible de déterminer les paramètres libres du modèle cosmologique par ajustement. La figure 1.5 représente la comparaison entre le meilleur ajustement actuel et les observations.

La détermination des paramètres utilise conjointement plusieurs observables. Les supernovæ considérées comme chandelles standards, suffisamment lointaines permettent d'obtenir de l'information sur l'accélération de l'expansion de l'Univers. Ou encore l'abondance observée des amas de galaxies permettent de contraindre Ω_m .

Une représentation de ces différentes contraintes sur les paramètres de densité d'énergie noire et de matière est visible sur la figure 1.6. Ces paramètres de densités ne sont pas les seuls paramètres libres du modèle standard et une compilation de ces paramètres est présentée sur la figure 1.7. Ces paramètres ont été obtenus par PLANCK COLLABORATION, 2016 et sont actuellement les plus récents disponibles.

Parameter	TT+lowP 68 % limits	TT+lowP+lensing 68 % limits	TT+lowP+lensing+ext 68 % limits
$\Omega_b h^2$	0.02222 ± 0.00023	0.02226 ± 0.00023	0.02227 ± 0.00020
$\Omega_c h^2$	0.1197 ± 0.0022	0.1186 ± 0.0020	0.1184 ± 0.0012
$100\theta_{MC}$	1.04085 ± 0.00047	1.04103 ± 0.00046	1.04106 ± 0.00041
τ	0.078 ± 0.019	0.066 ± 0.016	0.067 ± 0.013
$\ln(10^{10} A_s)$	3.089 ± 0.036	3.062 ± 0.029	3.064 ± 0.024
n_s	0.9655 ± 0.0062	0.9677 ± 0.0060	0.9681 ± 0.0044
H_0	67.31 ± 0.96	67.81 ± 0.92	67.90 ± 0.55
Ω_Λ	0.685 ± 0.013	0.692 ± 0.012	0.6935 ± 0.0072
Ω_m	0.315 ± 0.013	0.308 ± 0.012	0.3065 ± 0.0072
$\Omega_m h^2$	0.1426 ± 0.0020	0.1415 ± 0.0019	0.1413 ± 0.0011
$\Omega_m h^3$	0.09597 ± 0.00045	0.09591 ± 0.00045	0.09593 ± 0.00045
σ_8	0.829 ± 0.014	0.8149 ± 0.0093	0.8154 ± 0.0090
$\sigma_8 \Omega_m^{0.5}$	0.466 ± 0.013	0.4521 ± 0.0088	0.4514 ± 0.0066
$\sigma_8 \Omega_m^{0.25}$	0.621 ± 0.013	0.6069 ± 0.0076	0.6066 ± 0.0070
z_{re}	$9.9^{+1.8}_{-1.6}$	$8.8^{+1.7}_{-1.4}$	$8.9^{+1.3}_{-1.2}$
$10^9 A_s$	$2.198^{+0.076}_{-0.085}$	2.139 ± 0.063	2.143 ± 0.051
$10^9 A_s e^{-2\tau}$	1.880 ± 0.014	1.874 ± 0.013	1.873 ± 0.011
Age/Gyr	13.813 ± 0.038	13.799 ± 0.038	13.796 ± 0.029
z_*	1090.09 ± 0.42	1089.94 ± 0.42	1089.90 ± 0.30
r_*	144.61 ± 0.49	144.89 ± 0.44	144.93 ± 0.30
$100\theta_*$	1.04105 ± 0.00046	1.04122 ± 0.00045	1.04126 ± 0.00041
z_{drag}	1059.57 ± 0.46	1059.57 ± 0.47	1059.60 ± 0.44
r_{drag}	147.33 ± 0.49	147.60 ± 0.43	147.63 ± 0.32
k_D	0.14050 ± 0.00052	0.14024 ± 0.00047	0.14022 ± 0.00042
z_{eq}	3393 ± 49	3365 ± 44	3361 ± 27
k_{eq}	0.01035 ± 0.00015	0.01027 ± 0.00014	0.010258 ± 0.000083
$100\theta_{s,eq}$	0.4502 ± 0.0047	0.4529 ± 0.0044	0.4533 ± 0.0026
J_{2000}^{143}	29.9 ± 2.9	30.4 ± 2.9	30.3 ± 2.8
$J_{2000}^{143 \times 217}$	32.4 ± 2.1	32.8 ± 2.1	32.7 ± 2.0
J_{2000}^{217}	106.0 ± 2.0	106.3 ± 2.0	106.2 ± 2.0

FIGURE 1.7 – Détermination des paramètres cosmologiques par PLANCK COLLABORATION, 2016

1.4 FORMATION DES STRUCTURES

L'Univers n'était pas parfaitement homogène lors de l'émission du CMB et la croissance des perturbations primordiales va mener, sous l'effet de la lutte entre l'expansion et la gravitation, à un effondrement de la matière sur elle-même (SILK, 1968). La première étape à la formation d'une galaxie est donc l'effondrement d'une surdensité et cet effondrement est largement dominé par la matière noire (DAVIS et al., 1985).

Pour étudier la croissance des fluctuations primordiales dans le régime linéaire on utilisera la théorie des perturbations et on remplacera la densité par la densité perturbée $\rho(x) = \langle \rho \rangle + \delta(x)$ où δ sera appelé le contraste de densité :

$$\delta(x) = \frac{\rho(x)}{\langle \rho \rangle} - 1. \quad (1.11)$$

On cherchera alors une solution des équations régissant le fluide primordial, en utilisant l'approximation au premier ordre (PEACOCK, 1999). Cette approche permet de prédire les oscillations acoustiques des baryons ou Baryonic Acoustic Oscillations (BAO) observées dans la distribution des galaxies (EISENSTEIN et al., 2005). Pour rester dans le domaine linéaire, le contraste doit rester faible devant 1 et représenter l'homogénéité de l'Univers aux grandes échelles.

Arrivé à la fin du régime linéaire, il devient nécessaire d'utiliser des simulations numériques pour étudier la formation des structures en détails. Les simulations de croissances des structures réalisées avec les considérations exposées dans cette section donnent une excellente similarité avec les observations (voir figure 1.8).

Malgré la forte non-linéarité de la croissance des structures, il est tout de même possible de faire quelques prescriptions analytiques. Notamment en considérant le cas idéal de l'effondrement d'une surdensité sphérique dans le cas d'un Univers en expansion. En cherchant les solutions de :

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{GM}{r^2} + \frac{\Lambda}{3}r, \quad (1.12)$$

où M est la masse contenue au sein d'une coquille sphérique de rayon r , et en y appliquant le théorème du Viriel :

$$2T + U = 0 \quad (1.13)$$

où T est l'énergie cinétique et U l'énergie interne, il est possible de déterminer Δ_{vir} la densité moyenne des structure après effondrement et virialisation (MO, VAN DEN BOSCH et WHITE, 2010). Dans le cas d'un Univers plat cette surdensité s'exprime :

$$\Delta_{\text{vir}} \approx (18\pi^2 + 82(\Omega_m - 1) - 39(\Omega_m - 1)^2)/\Omega_m \quad (1.14)$$

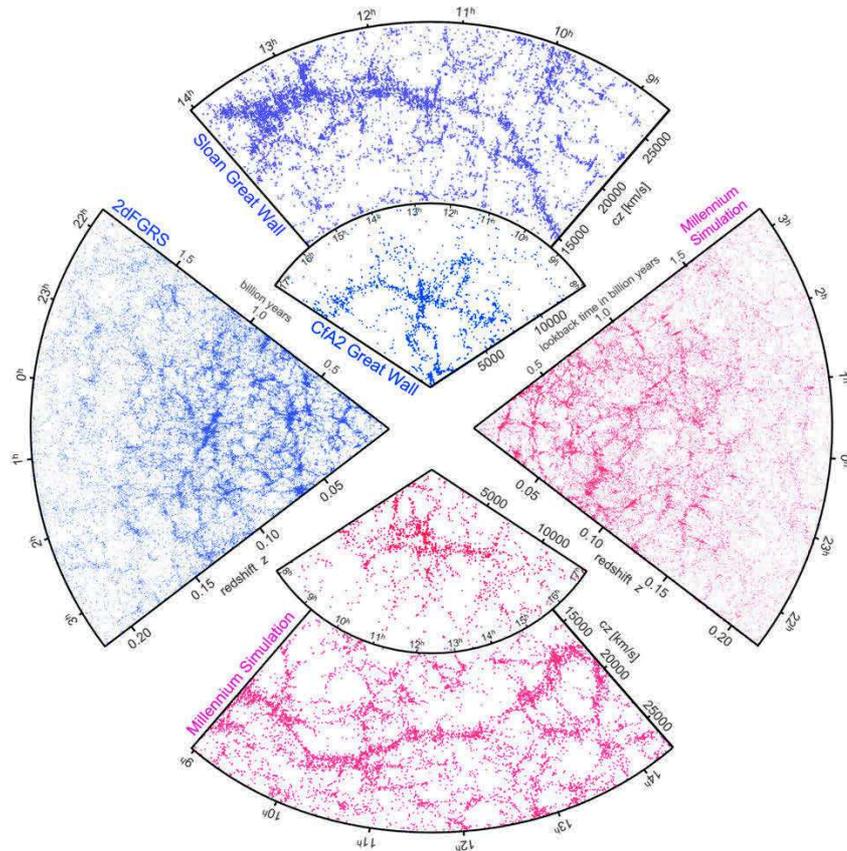


FIGURE 1.8 – Comparaison entre les structures à grandes échelles observées par le SDSS (en bleu) et celles reproduite dans la simulation Millennium (SPRINGEL et al., 2005) (en rouge).

En pratique Δ_{vir} est de l'ordre de $\approx 200\bar{\rho}$. Dans la suite on considérera R_{200} le rayon d'une surdensité de $200\bar{\rho}$ comme une approximation du rayon de Viriel R_{vir} (NAVARRO, FRENK et WHITE, 1997) :

$$R_{200} \approx R_{\text{vir}} \quad (1.15)$$

Cet effondrement va mener à la formation de structures majoritairement composée de matière noire. Ces halos de matière noire vont former des puits de potentiel et entraîner les baryons qui formeront les galaxies.

Pour qu'une surdensité s'effondre, il faut que sa masse soit supérieure à la masse de Jeans. Après le découplage matière/ rayonnement cette masse chute brutalement (MO, VAN DEN BOSCH et WHITE, 2010), autorisant la contraction de structures de $M \approx 10^6 M_{\odot}$. Cette masse évolue en fonction du redshift (BARKANA, 2016) :

$$M_j \approx 6 \cdot 10^3 \left(\frac{1+z}{10} \right)^{3/2} M_{\odot} \quad (1.16)$$

Ces halos auront différentes masses en fonction des fluctuations de densités initiales. On définit le spectre de puissance des fluctuations de densité comme :

$$P(k) = \langle |\delta(k)|^2 \rangle \quad (1.17)$$

En analysant la variance de $P(k)$, PRESS et SCHECHTER, 1974 ont fourni une approximation analytique de n le nombre halos ayant une masse comprise entre M et $M + dM$

$$\frac{dn_{(M,t)}}{dM} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left| \frac{\rho_0}{M^2} \right| \frac{d \ln \sigma}{d \ln M} \frac{\delta_0}{\sigma_{(M)}} \exp \left[-\frac{\delta_{0c}^2}{2\sigma_{(M)}^2} \right]. \quad (1.18)$$

Cette grandeur est appelée fonction de masse des halos ou Halo Mass Function (HMF) et est représentée sur la figure 1.9. Depuis d'autres formulations ont été introduites (eg SHETH et TORMEN, 1999).

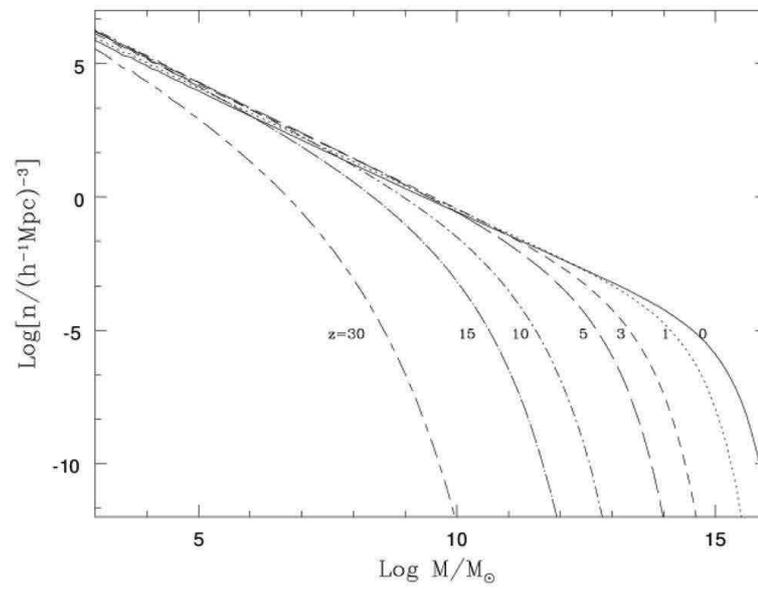


FIGURE 1.9 – Fonctions de masses théoriques des halos déterminées par PRESS et SCHECHTER, 1974 à différents redshifts. Image issue de ned.ipac.caltech.edu.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que lors de la recombinaison, l'Univers est passé d'un état globalement ionisé à un état globalement neutre. Suite à cette étape, l'Univers était alors très homogène et ne disposait pas de source lumineuse, cette étape s'appelle les "âges sombres". Sa dynamique était régie essentiellement par la lutte entre l'expansion et la gravitation et la compétition entre ces deux effets, couplée à de très légères perturbations observables dans les anisotropies du CMB a mené à l'effondrement de halos. Il faudra alors attendre plusieurs centaines de millions d'années pour voir apparaître des surdensités de gaz suffisamment compactes pour former les premières étoiles et les premiers quasars. Ces premières sources lumineuses ont émis un puissant rayonnement ionisant qui a à nouveau séparé les protons et les électrons réunis lors de la recombinaison. Il a fallu encore plusieurs centaines de millions d'années supplémentaires pour que les sources de rayonnement soient suffisamment nombreuses pour que leurs photons remplissent l'Univers, et le fasse passer d'un état majoritairement neutre à un état à nouveau majoritairement ionisé.

Cette transition s'appelle l'époque de la réionisation ou EoR et est schématisée sur la figure 2.1. Les premières étoiles se forment à des redshifts supérieurs à 20 et forment des bulles de gaz ionisé autour d'elles appelées régions HII. Avec l'effondrement des structures, la formation stellaire s'accélère, les sources de rayonnement augmentent en nombre et en intensité. Les bulles d'ionisation grossissent et d'autres apparaissent. Petit à petit les bulles fusionnent (on dit qu'elles percolent) et les régions HII grandissent. La réionisation est finie à redshift $z \approx 6$ quand le rayonnement atteint les dernières régions neutres.

L'objectif de cette section est de présenter quelques unes des preuves observationnelles qui confirment que la réionisation a bien eu lieu. Je présenterai également les grandes lignes des principes physiques en cours durant cette période.

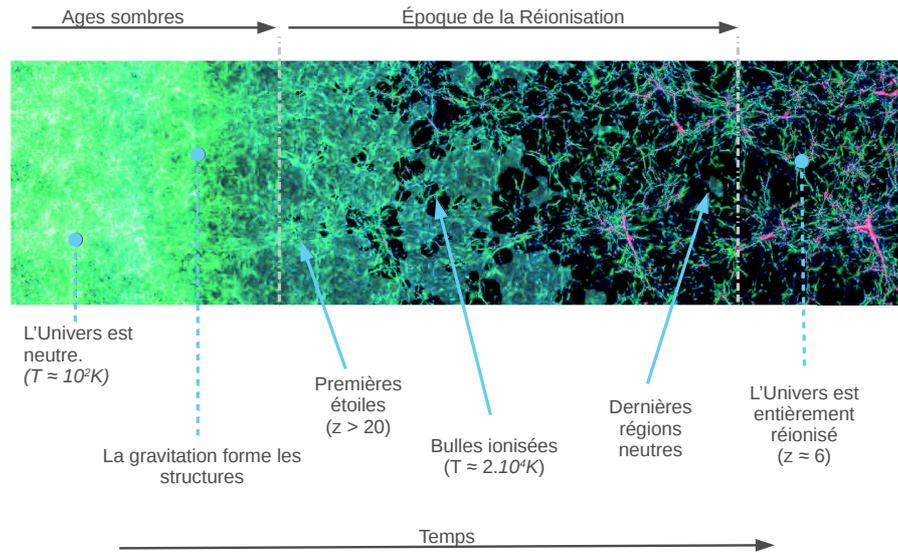


FIGURE 2.1 – Présentation de l'Époque de Réionisation. L'apparition des premières étoiles introduit un rayonnement UV qui va petit à petit réioniser l'Univers.

2.1 PREUVES OBSERVATIONNELLES

Spectres de quasars et épaisseur optique Lyman-alpha

Historiquement, les spectres de quasars lointains ont été les premières preuves que l'Univers était majoritairement neutre dans le passé. Les quasars sont des objets suffisamment brillants pour être observés à très grandes distances. SCHMIDT, 1965 observe que les spectres des plus lointains d'entre eux présentent une absorption caractéristique.

L'énergie de la raie Lyman-alpha, transition de l'électron du premier état excité vers l'état fondamental, est de 1216 \AA , ce qui place cette émission dans l'Ultra Violet. Si un nuage de gaz neutre se trouve entre une source et l'observateur, le spectre réceptionné présentera une raie d'absorption à 1216 \AA . Durant le parcours des photons, l'Univers aura subi une expansion et le spectre d'émission de la source sera décalé vers le rouge. Le spectre présentera des raies d'absorptions à différents endroits suivant le moment de rencontre des différents nuages de gaz neutre. Cette série de raies est très dense à haut redshift et est appelée forêt Lyman-alpha. Si la source est à l'intérieur d'une zone neutre, la série de raies absorbées ne sera plus discrète mais continue. Ce continuum d'absorption est nommé tunnel Gunn-Peterson (SCHMIDT, 1965). La figure 2.2 montre une série d'observations de spectres de quasars classés par redshift. Le tunnel Gunn-Peterson des plus éloignés est particulièrement visible.

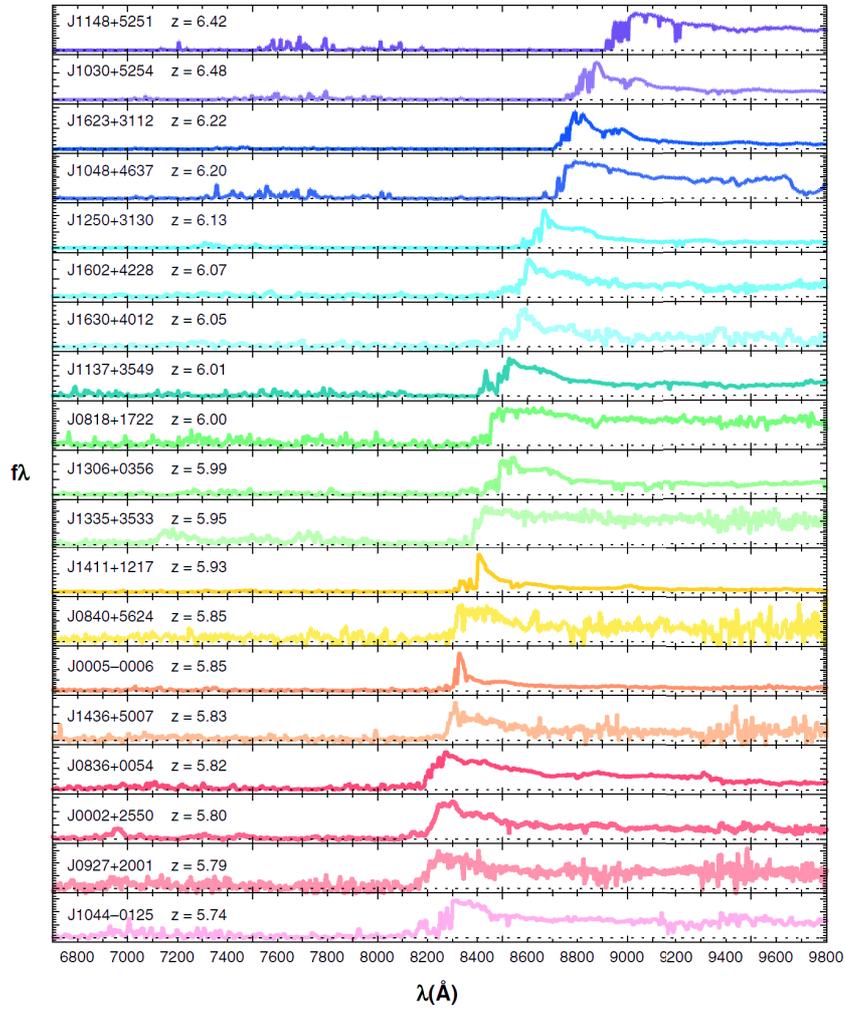


FIGURE 2.2 – Spectres de quasars à différents redshifts présentant un tunnel Gunn Peterson. Ce tunnel devient plus important avec le redshift. Image extraite de FAN et al., 2006.

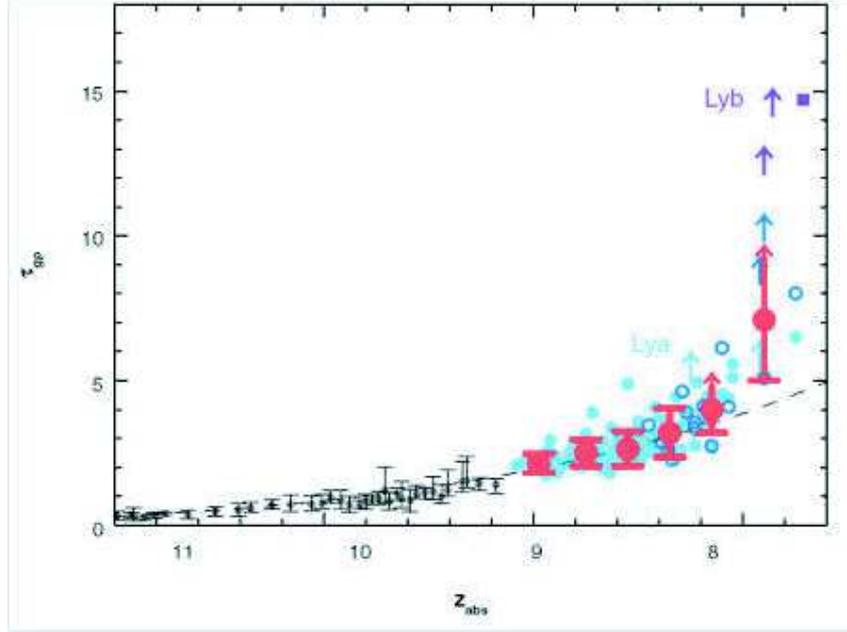


FIGURE 2.3 – Épaisseur optique Lyman-alpha calculée à partir des spectres de quasars de la figure 2.2. Image extraite de FAN et al., 2006.

FAN et al., 2006 ont mesuré la variation d'épaisseur optique en fonction du redshift. Les résultats sont présentés sur la figure 2.3. Il apparaît clairement que l'épaisseur optique augmente avec le redshift.

Enfin, à partir de l'épaisseur optique, il est possible de déterminer la fraction d'hydrogène neutre traversée en supposant un modèle de photo-ionisation (MIRALDA-ESCUDÉ, HAEHNELT et REES, 2000). Une compilation des contraintes sur la fraction d'hydrogène neutre a été réalisée par BOUWENS et al., 2015 et est présentée sur la figure 2.4. On y observe une chute brutale dans la fraction de neutre à redshift $z \approx 6$, représentant la fin de la période de réionisation.

CMB et épaisseur optique Thomson

Une observation de la réionisation se trouve également dans les photons CMB, car la réionisation constitue un avant-plan qui les a influencés. Les photons émis lors de la recombinaison ont été diffusés par le grand nombre d'électrons libérés pendant la réionisation. Cette succession de diffusions Thomson se traduit par une épaisseur optique qui sera calculée de la manière suivante :

$$\tau_z = c\sigma_t \int_z^0 n_e(z) \frac{dt}{dz} dz, \quad (2.1)$$

avec σ_t la section efficace Thomson et $n_e(z)$ la densité d'électrons libres.

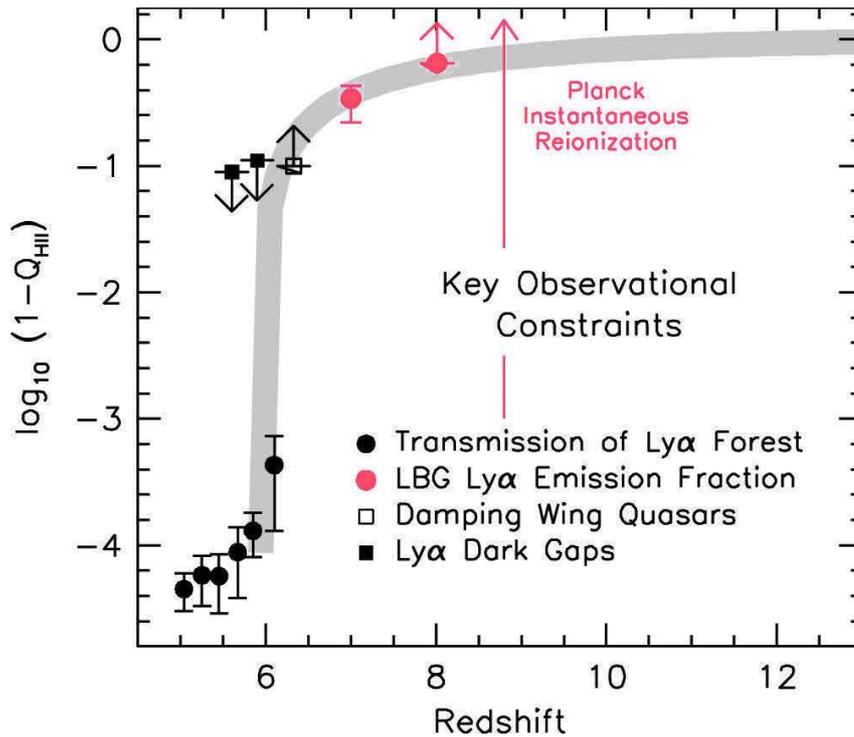


FIGURE 2.4 – Fraction de neutre en fonction du redshift à partir d’observations Lyman-alpha. Compilation par BOUWENS et al., 2015

Une représentation de cette contrainte, mesurée à partir des observations du satellite Planck se trouve sur la figure 2.5. L’épaisseur optique Thomson cesse d’augmenter en dessus d’un certain redshift du à l’absence d’électrons libres permettant les diffusions. Différents modèles de réionisation y sont également présentés. En utilisant un modèle de réionisation instantanée, PLANCK COLLABORATION, 2016 estime le redshift de mi-réionisation à $z_r = 8.8_{-1.2}^{+1.3}$.

Les futures observations

Observer la réionisation impose de disposer de moyens observationnels importants. Nous sommes encore au balbutiement des observations de la réionisation et une série de missions ayant pour objectif de couvrir différentes parties du spectre est en préparation. La figure 2.6 schématise les cibles des différentes observations attendues. L’observation du milieu intergalactique ou InterGalactic Medium (IGM) par l’intermédiaire de la raie à 21cm dans le radio sera réalisée par exemple avec HERA (*Hydrogen Epoch of Reionization Array*) déjà actif depuis 2016 ou SKA (*Square Kilometer Array*) dont les premières observations sont attendues pour 2018. La technique "d’Intensity Mapping" devrait permettre de sonder l’émission non résolue des régions denses durant l’EoR (GONG et al., 2012). Les infrarouges et le submillimétrique pour étudier les sources de rayonnement à grand redshift

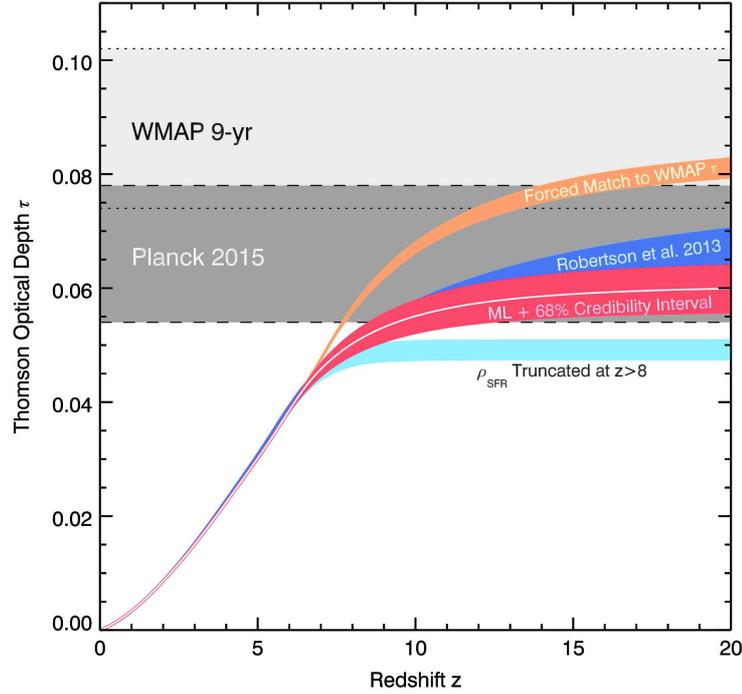


FIGURE 2.5 – Contraintes sur l'épaisseur optique Thomson. Image extraite de ROBERTSON et al., 2015

seront observés par exemple avec *JWST* (*James Webb Space Telescope*) dont le lancement est prévu en 2019, avec *ALMA* (*Atacama Large Millimeter Array*) qui observe depuis 2013 ou encore l'*EELT* (*European Extremely Large Telescope*) en 2024. Les rayons X couverts par exemple par *ATHENA* (*Advanced Telescope for High-ENergy Astrophysics*) en 2028 permettront la détection de quasars à haut redshift.

2.2 INFLUENCE DE LA RÉIONISATION SUR LA FORMATION DES GALAXIES

Nous avons vu en section 1.4 que la première étape de la formation des galaxies est la croissance des fluctuations primordiales et leur effondrement. Lorsqu'une sur-densité s'effondre, elle va entraîner avec elle une certaine quantité de gaz. La seconde étape est donc d'effondrer ce gaz pour mettre en place la formation stellaire. Or comme ce gaz est soumis à une compression, sa pression et sa température augmentent et s'opposent à la contraction. L'effondrement des structures est alors limité : le refroidissement doit être efficace pour pouvoir continuer à effondrer le gaz (voir eg BROMM et LARSON, 2004). Pour

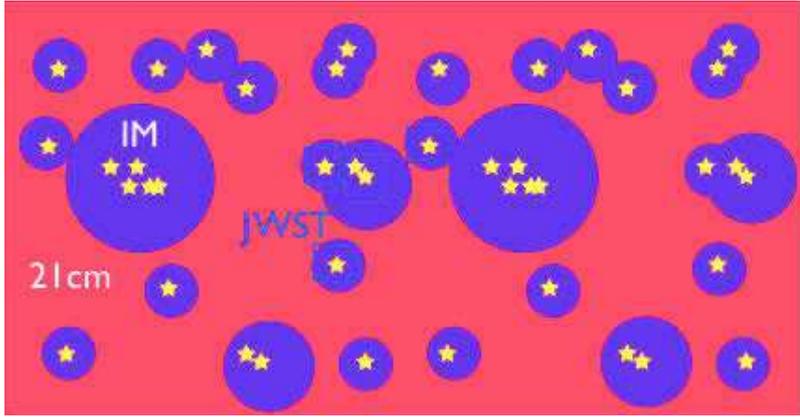


FIGURE 2.6 – Schéma représentant les futures observations de l'EoR. Les observations en infrarouges et submillimétriques se concentreront sur les sources et celles dans le radio sur l'IGM avec la raie à 21cm. L'intensity mapping va être utilisé pour sonder l'émission non résolue des régions denses. Image extraite de PRITCHARD et LOEB, 2012.

être en mesure de former des étoiles, un nuage de gaz doit avoir un temps caractéristique de refroidissement :

$$t_{\text{cool}} = \frac{3nkT}{2\Lambda(n, T)}. \quad (2.2)$$

plus court que son temps de chauffage gravitationnel :

$$t_{\text{dyn}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}. \quad (2.3)$$

Globalement, le taux de refroidissement $\Lambda(n, T)$ est gouverné par l'émission de rayonnement de l'hydrogène atomique ou moléculaire et de l'hélium (voir figure 2.7), voire des métaux. Ces rayonnements permettent de dissiper suffisamment d'énergie pour que l'effondrement puisse se poursuivre (BARKANA et LOEB, 2001).

En fonction du type de processus de refroidissement majoritaire nous serons amenés à distinguer les halos à refroidissement atomiques des halos à refroidissement moléculaire (ABEL, BRYAN et NORMAN, 2002) :

LES HALOS À REFROIDISSEMENT MOLÉCULAIRE auront une masse relativement faible ($M < 10^8 M_{\odot}$) et seront appelé "mini halo". Leur importance dans le processus de réionisation est débattue (AHN et al., 2012) puisque la formation stellaire dans ces halos est gouvernée par la formation de H_2 , or cette molécule est très sensible au rayonnement Lyman-Werner émis par les premières générations d'étoiles (RICOTTI, GNEDIN et SHULL, 2002). Ces halos n'ont pas été considérés dans cette étude.

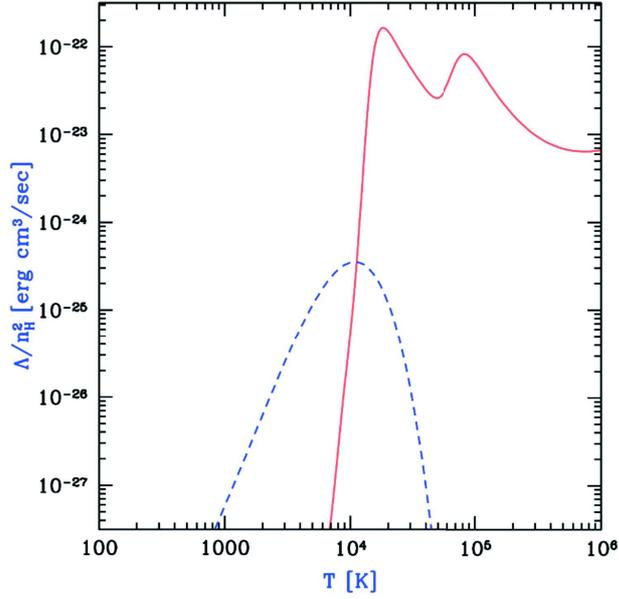


FIGURE 2.7 – Taux de refroidissement de l’hydrogène atomique et de l’hélium en rouge et de l’hydrogène moléculaire en bleu. Figure extraite de BARKANA, 2016.

LES HALOS À REFROIDISSEMENT ATOMIQUE auront une masse plus importante ($M > 10^8 M_\odot$). On distinguera cependant deux sous catégories : les halos massifs ($M > 10^9 M_\odot$) et les halos de faible masse ($M < 10^9 M_\odot$). Ces derniers sont sensibles au photo-chauffage induit par le rayonnement UV (MIRALDA-ESCUDE et REES, 1998). Ces halos, voyant leur température augmenter vont également subir une augmentation de leur masse de Jeans (on parle alors de *Jeans mass filtering*). L’effondrement ne sera alors plus possible et la formation stellaire stoppée. Puisque ce sont ces halos qui sont principalement impactés par la réionisation, un intérêt particulier sera porté sur les halos de masses $10^8 M_\odot < M < 10^9 M_\odot$ par la suite. Les halos de masse $M > 10^9 M_\odot$ seront suffisamment massifs pour conserver leur capacité de refroidissement atomique, en écrantant le rayonnement UV. Par la suite nous ne considérerons que le refroidissement dû à l’hydrogène atomique.

2.3 PHYSIQUE DE LA RÉIONISATION

Lorsqu’une étoile se forme dans un environnement d’hydrogène neutre, son rayonnement va être capable d’ioniser l’hydrogène autour d’elle dans une zone définie. Ces zones forment des bulles, et quand plusieurs bulles apparaissent proches les unes des autres, elles percolent pour en former une plus grande. Ces régions sont nommées régions HII et une grande partie de l’étude de l’EoR consiste à étudier leurs croissances.

Sphère de Strömngren

Dans le but d'appréhender les principes de base à l'œuvre pendant la réionisation, nous allons commencer par nous placer dans le cas idéal d'une source unique.

Considérant une source lumineuse ponctuelle apparaissant instantanément dans un milieu infini, avec une densité et une température homogènes et composé exclusivement d'hydrogène neutre.

Les questions sont alors :

- Comment va évoluer l'état d'ionisation du gaz autour de cette source ?
- Quelle région cette source va ioniser autour d'elle ?

En considérant l'équilibre entre \dot{N}_γ le nombre de photons ionisant émis par la source et le taux de recombinaison du milieu STRÖMGREN, 1939 a exprimé l'évolution du rayon $r_i(t)$ de la sphère ionisée :

$$\frac{dr_i(t)^3}{dt} = -n_H \alpha_B(T) r_i(t)^3 + \frac{3\dot{N}_\gamma}{4\pi n_H}, \quad (2.4)$$

où $\alpha_B(T)$ est le coefficient de recombinaison, fonction de la température et n_H la densité d'hydrogène neutre. La solution de cette équation est de la forme :

$$r(t) = r_s \left(1 - e^{-t \cdot \alpha_B(T) n_H} \right)^{1/3} \quad (2.5)$$

Le rayon de Strömngren est défini comme étant la solution stationnaire de cette équation :

$$r_s = \left(\frac{3\dot{N}_\gamma}{4\pi \alpha_B(T) n_H^2} \right) \quad (2.6)$$

Nous voyons ici que connaissant l'émissivité de la source et la densité et température du milieu environnant, il est possible d'estimer la taille de sa région HII.

Le cas non idéal

Nous venons de voir un modèle idéalisé sensé représenter la croissance des régions HII de manière individuelles, en réalité :

- l'Univers est en expansion,
- la densité n'est pas homogène,
- les sources ne sont pas isolées,
- l'intensité des sources n'est pas constante.

D'une manière générale, l'évolution de la fraction d'hydrogène ionisée dans l'Univers, dépend de l'équilibre entre le taux d'ionisation

et le taux recombinaison (MADAU, HAARDT et REES, 1999; MEIKSIN, 2009) :

$$\frac{dQ_{\text{HII}}}{dt} = \frac{\dot{N}_{\text{ion}}}{\langle n_{\text{H}} \rangle} - \frac{Q_{\text{HII}}}{t_{\text{rec}}}. \quad (2.7)$$

Cette relation fait intervenir le temps de recombinaison :

$$t_{\text{rec}} = \left(C \cdot \alpha^\beta \langle n_{\text{H}} \rangle \left(1 + \frac{Y}{4X} \right) ((1+z)^3)^{-1} \right)^{-1}, \quad (2.8)$$

contenant l'information de la densité de l'IGM par le biais de $\langle n_{\text{H}} \rangle$, de son inhomogénéité par l'intermédiaire du *facteur de clumping* C et de sa composition avec X et Y les fraction d'hydrogène et d'hélium. Une grande partie de la difficulté de la modélisation de l'EoR est contenue dans ce terme.

L'équation 2.7 fait également intervenir le taux d'émission de photons ionisants $\dot{N}_{\text{ion}} = \dot{n}_{\text{ion}} \cdot f_{\text{esc}}$, lui même fonction de \dot{n}_{ion} le nombre de photons ionisants produit par les sources et de f_{esc} la fraction d'échappement des photons. f_{esc} caractérise directement le lien entre les photons ionisants produit par les sources et les photons qui vont être effectivement utiles à ioniser le milieu. Elle contient une grande partie de la physique interne des galaxies.

\dot{n}_{ion} , le taux de production de photons ionisants, est directement fonction du taux de formation stellaire ou Star Formation Rate (SFR). À partir de l'observation des fonctions de luminosités des galaxies à hauts redshifts (cf premier panneau de la figure 2.8), BOUWENS et al., 2015 ont estimé l'histoire de formation stellaire ou Star Formation History (SFH) durant la réionisation (cf second panneau de la figure 2.8). On y observe une augmentation du nombre d'objets à forte luminosité UV avec le redshift, due à une augmentation de la formation stellaire induite par la croissance des structures. Ce taux de formation stellaire constituera l'une des principales contraintes que l'on cherchera à reproduire lors de la réalisation de simulations.

La provenance des photons qui ont réionisé l'Univers est toujours débattue. La figure 2.9 présente le budget de photon plausible selon TRAC et GNEDIN, 2011 ce budget étant réparti entre les étoiles au sein des galaxies et les quasars. Les quasars, objets extrêmement lumineux situés dans les galaxies les plus massives, augmentent le budget de photons mais il subsiste toujours une incertitude sur leur importance au moment de la réionisation. Certains travaux soutiennent que les quasars sont nécessaires à la réionisation pour expliquer les fluctuations du fond UV observés dans la forêt Lyman-alpha (eg CHARDIN, PUCHWEIN et HAEHNELT, 2017). Malgré tout, seul le rayonnement provenant de la formation stellaire des galaxies a été considéré lors de cette thèse.

On définira également le taux d'ionisation de l'hydrogène :

$$\Gamma = c\sigma n_\gamma \quad (2.9)$$

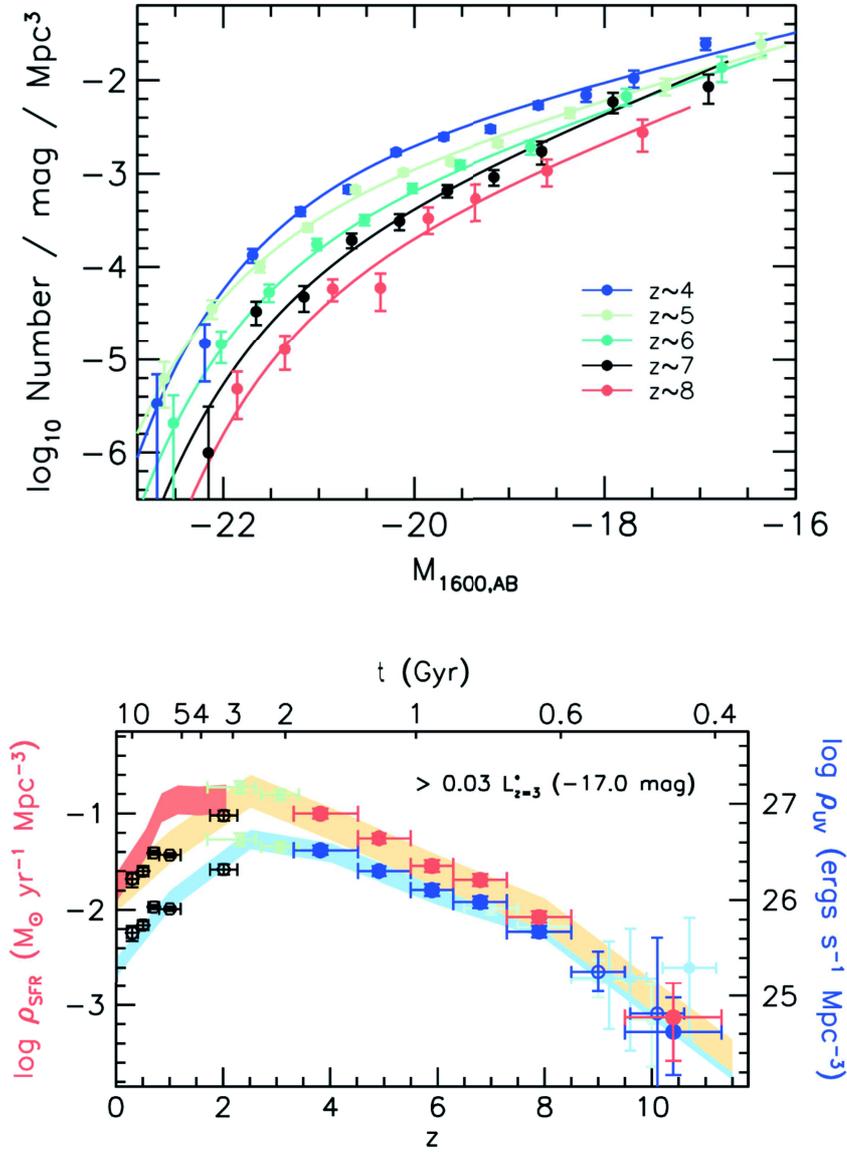


FIGURE 2.8 – Haut : fonctions de luminosités à hauts redshifts. Bas : contraintes observationnelles sur l’histoire de formation stellaire à hauts redshifts dérivées des fonctions de luminosités. Figures extraites de BOUWENS et al., 2015.

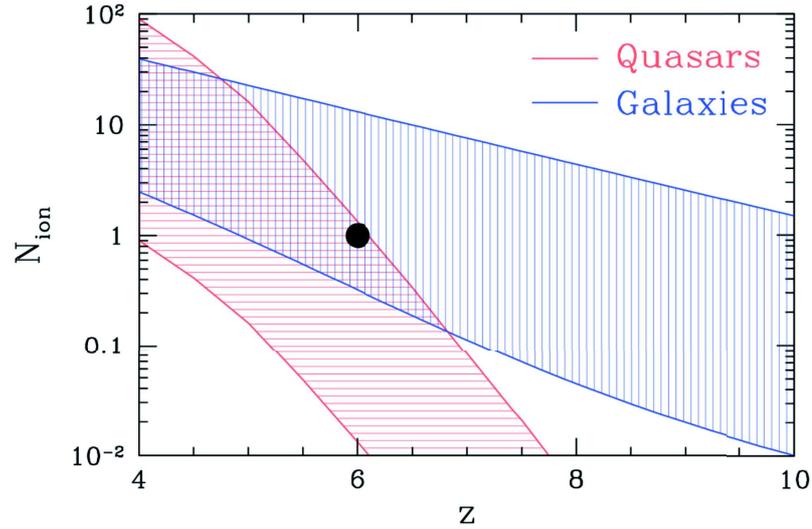


FIGURE 2.9 – Budget de photons provenant des galaxies (en rouge) et des quasars (en bleu). Le point noir représente la condition nécessaire à la réionisation d’un photon par atome d’hydrogène à redshift $z = 6$. Image extraite de TRAC et GNEDIN, 2011.

où σ est la section efficace de photo-ionisation de l’hydrogène, et γ la densité numérique de photons ionisants. Il faudra donc que la formation stellaire ait produit suffisamment de photons pour réioniser tout l’Univers. Des contraintes sur le taux de photo-ionisation ont été déterminées à partir d’observations par BECKER et BOLTON, 2013 (voir figure 2.10). Il faut au minimum 1 photon ionisant par atome, mais ce nombre est plus proche de quelques unités si l’on considère les effets liés à la recombinaison (AUBERT et TEYSSIER, 2010). Une fois l’Univers réionisé, celui ci baigne dans un fond UV quasi uniforme (HAARDT et MADAU, 2012).

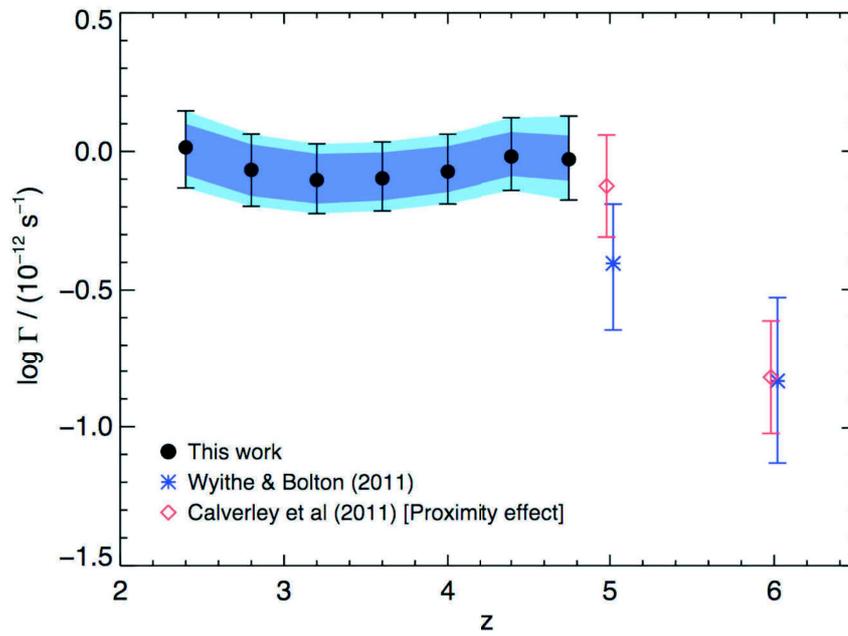


FIGURE 2.10 – Contraintes observationnelles sur le taux de photo-ionisation de l'IGM en fonction du redshift. Ce taux baisse à haut redshift. Figure extraite de BECKER et BOLTON, 2013.

Deuxième partie

MÉTHODES NUMÉRIQUES

Cette partie est liée à la publication présentée en annexe [a](#).

"EMMA : an adaptive mesh refinement cosmological simulation code with radiative transfert"

Dominique Aubert, Nicolas Deparis et Pierre Ocvirk 2015
MNRAS

Nous avons vu dans la partie précédente quelles étaient les principales physiques à l'œuvre durant l'époque de réionisation. L'objectif de cette partie est d'expliquer comment ces physiques sont modélisées numériquement et quelles sont les contraintes sur leurs implémentations. On se concentrera particulièrement sur le cas du code de simulations numériques EMMA.

EMMA est un code à grille adaptative ou Adaptive Mesh Refinement (AMR) capable de simuler l'évolution de la matière noire, du gaz et du rayonnement de manière auto-cohérente et dans un contexte cosmologique. Son principal objectif est de simuler l'EoR et sa description complète pourra être trouvée dans AUBERT, DEPARIS et OCVRK, 2015 en annexe a.

J'ai été amené à interagir sur tous les aspects d'EMMA, aspects que je décrirai ici en trois parties. La première partie de ce chapitre sera consacrée à une rapide présentation générale du contexte dans lequel le développement d'EMMA est réalisé, puis à la présentation de la grille adaptative, qui va contraindre un certain nombre de choix par la suite. L'objectif de la seconde partie est de fournir un aperçu des différentes techniques et moteurs physiques utilisés. Dans la troisième partie je présenterai les aspects liés au matériel et au parallélisme.

3.1 APERÇU DES DIFFÉRENTS MODÈLES NUMÉRIQUES

Un code de simulation cosmologique a pour vocation principale de suivre l'évolution de différents "fluides", comme la matière noire, le gaz, les étoiles et le rayonnement ou encore le champ magnétique. Ces fluides sont de natures différentes et il n'y a pas de méthode unique permettant de suivre de manière optimale ces différentes physiques. Il existe conceptuellement deux principales façons de suivre un fluide dans l'espace.

LA REPRÉSENTATION LAGRANGIENNE consiste à se placer au point de vue du fluide. On considère une série d'éléments de fluide pouvant se déplacer et/ou se dilater dans l'espace. Les codes utilisant ce type de représentation seront généralement associés avec une gestion de la physique sous forme de *particules*. Les codes dit Smooth Par-

ticle Hydrodynamic (SPH), Particle In Cell (PIC) ou tree-code sont des représentants de cette catégorie.

LA REPRÉSENTATION EULÉRIENNE consiste à se placer du point de vue de l'espace. On considère un élément d'espace et le bilan de matière entrant et sortant de chacune de ses interfaces. On associera généralement les codes utilisant ce type de représentation avec une gestion de la physique sous forme de *grille*. Si la grille a une résolution dynamiquement variable, on parlera de grille à raffinement adaptatif AMR.

Un même code peut utiliser conjointement plusieurs de ces représentations. Dans le cas présent, EMMA utilise une représentation Lagrangienne pour simuler la physique de la matière noire et des étoiles, et une représentation Eulérienne pour simuler le gaz et le rayonnement.

Quelques codes de simulations cosmologiques

EMMA s'inscrit dans une certaine variété de codes de simulations cosmologiques existants, en voici un bref aperçu. Ces codes sont classés en fonction de leur façon de gérer l'hydrodynamique du gaz et on distinguera principalement les codes SPH et les codes AMR.

Parmi les représentants des codes SPH on citera entre autre :

- GADGET (SPRINGEL, 2005)
- GASOLINE2 (WADSLEY, KELLER et QUINN, 2017)
- PHANTOM (PRICE et al., 2017)

Parmi les représentants des codes AMR on citera entre autre :

- ART (KRAVTSOV, KLYPIN et KHOKHLOV, 1997)
- FLASH (FRYXELL et al., 2000)
- RAMSES (TEYSSIER, 2002)
- ENZO (BRYAN et al., 2014)

Il existe un troisième type de code hybride utilisant une maille mobile et adaptative, un représentant majeur de cette technique est le code AREPO (SPRINGEL, 2010).

Des projets comme le projet Santa Barbara (FRENK et al., 1999) ou le projet nIFTy (SEMBOLINI et al., 2015) visent à comparer les codes entre eux. Certains projets (AGERTZ et al., 2007; O'SHEA et al., 2005) se focalisent sur la comparaison des méthodes. D'une manière générale, il en ressort qu'un code AMR offre une meilleure conservation de l'énergie et est plus apte à gérer les chocs et les instabilités. Les codes SPH auront plus de facilités à représenter de larges contrastes de densité, là où l'AMR nécessitera un nombre important de niveaux, mais souffrira de bruit dans les régions sous-dense.

EMMA utilise des concepts déjà existant, entre autre une gestion de la grille adaptative similaire à ART ou RAMSES (voir section 3.2). Les

moteurs physiques (voir section 4) ont également fait leurs preuves, par exemple la gravitation est gérée de manière comparable à ART, le moteur hydrodynamique est similaire à celui de RAMSES et le moteur radiatif est une réécriture de ATON (AUBERT et TEYSSIER, 2008). EMMA a été développé dans l'idée d'utiliser les processeurs graphiques ou Graphical Processing Unit (GPU) pour en utiliser au maximum leurs capacités de calculs. Il en résulte l'utilisation de certaines techniques menant à une implémentation différente (voir section 5.3).

3.2 GESTION DE LA GRILLE

Un des concepts central de EMMA est sa grille adaptative. Tous les moteurs physiques sont basés dessus et sa structure conditionne un certain nombre de choix par la suite. C'est pourquoi nous allons la détailler ici, avant de rentrer plus en détails dans l'implémentation des différents moteurs physiques.

Grille régulière et AMR

Avant d'aborder le concept de grille adaptative faisons un léger détour par l'exemple d'une grille fixe et régulière. Dans le cas des simulations sur grille fixe, les données sont réparties en mémoire de façon ordonnée. L'organisation en mémoire et la recherche de voisins sont relativement simples à gérer. Les vecteurs sont alloués de manière statique et la recherche de voisins est basée sur un jeu d'indices assez simple. Dans un espace en 3D, on accédera à une cellule contenant le point de coordonnées normées (x, y, z) sur une grille de $N_x * N_y * N_z$ cellules, à l'aide de son identifiant Id dans le tableau en mémoire.

$$Id = i + j * N_x + k * N_x * N_y \quad (3.1)$$

avec :

$$\begin{cases} i = \lfloor x \rfloor \cdot N_x \\ j = \lfloor y \rfloor \cdot N_y \\ k = \lfloor z \rfloor \cdot N_z \end{cases} \quad (3.2)$$

ou $\lfloor a \rfloor$ représente la partie entière de a .

Les choses sont plus complexes dans le cas d'une grille adaptative. La grille étant amenée à évoluer, il faut introduire des mécanismes permettant de construire ou détruire certaines de ses parties de façons dynamique. Ces mécanismes vont totalement changer l'organisation de la grille en mémoire.

Un exemple de grille AMR générée par EMMA est présenté sur la figure 3.1. En fonction de critères prédéfinis par l'utilisateur (comme

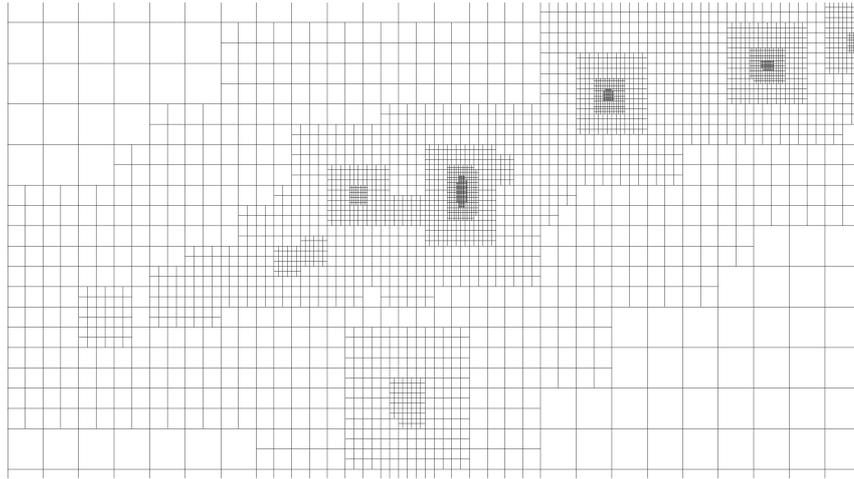


FIGURE 3.1 – Exemple de grille AMR générée par EMMA. La résolution de la grille est augmentée arbitrairement dans les régions d'intérêts.

par exemple un seuil de densité) la résolution de la grille peut être arbitrairement augmentée localement. L'avantage de ce type de grille est d'économiser des ressources mémoire par rapport au cas d'une grille fixe, où il faudrait beaucoup plus de cellules pour obtenir une résolution équivalente.

Maille adaptative

Il existe deux grands groupes de mailles adaptatives. Le premier groupe utilise une série de grilles fixes imbriquées dites à "patch" (eg ENZO BRYAN et al., 2014). Chaque région raffinée sera représentée par une grille fixe spatialement liée à la grille de niveau supérieur. Il est possible d'ajouter récursivement autant de niveaux que voulu et chacune de ces nouvelles grilles aura une résolution doublée par rapport à la précédente.

EMMA utilise un second groupe d'AMR à base d'arbre de cellules. La base de cette représentation est de considérer que chaque cellule est associée à une grille fixe de taille $2 \times 2 \times 2$ que l'on nommera "oct", car décomposé en 8 cellules (KHOKHLOV, 1998). Et récursivement, chacune de ces cellules pourront à leurs tour être divisées et associées à un oct. Il en résultera un arbre nommé octree, représenté sur la figure 3.2.

Pour créer la grille de base, il faudra d'abord créer une première cellule et la forcer à raffiner. Chacune de ces nouvelles cellules vont à leurs tours être raffinées. Cette opération est répétée de manière récursive pour toutes les nouvelles cellules jusqu'à obtention d'une grille régulière de la taille désirée. À chaque nouveau raffinement le

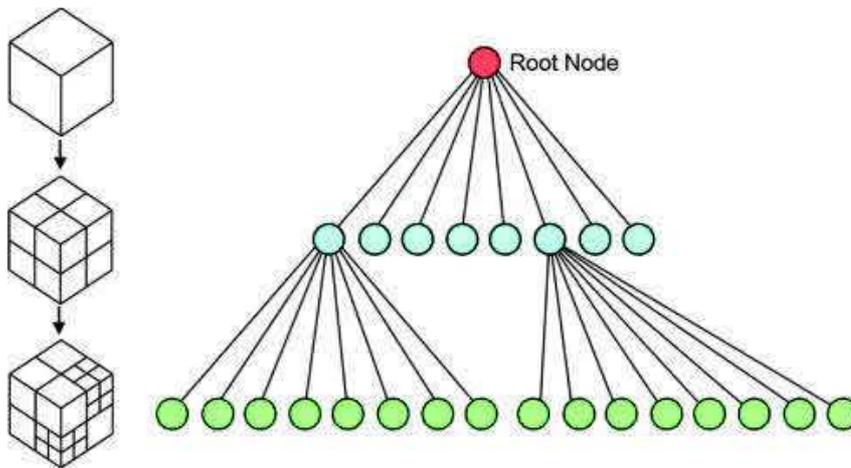


FIGURE 3.2 – Représentation d’une grille AMR à gauche, et de son octree associé à droite. Image extraite de SU, BETHEL et HU, 2016

nombre de cellules est multiplié par 8, le nombre de cellules d’un niveau entièrement raffiné est donc de :

$$N_{\text{cells}} = 2^{3L} \quad (3.3)$$

où L est le niveau de raffinement.

Il en résultera une grille régulière qui ne pourra pas être dé-raffinée par la suite. Le niveau de cette grille sera appelé niveau de base. Cette grille de base sera également appelée grille "coarse".

Les listes chaînées

Comme la grille est amenée à évoluer, il n’existe plus de lien direct entre une position dans l’espace et une position en mémoire. De plus le nombre d’éléments peut changer au cours du temps. En principe, on allouera une certaine quantité d’éléments en mémoire au début de la simulation, ce qui constituera une réserve, puis on viendra piocher dans cette réserve pour ajouter des éléments à la grille au fur et à mesure. Comme un élément peut être ajouté n’importe où dans la grille, chaque élément devra conserver l’information de sa position en mémoire. Ceci sera réalisé en les organisant sous forme de liste et en stockant pour chaque élément la position de l’élément précédent et celle de l’élément suivant dans cette liste. En connaissant la position du premier élément de la liste, il est possible d’avoir accès à toutes la grille. On appelle ce type de listes, des listes "doublement chaînées".

La structure CELL

Les cellules contiennent l’information physique de la grille (densité, pression, température, etc...). Chaque cellule peut, sous certaines conditions, être associée à un OCT pour augmenter la résolution localement. Une CELL a nécessairement un OCT père, exceptée la CELL

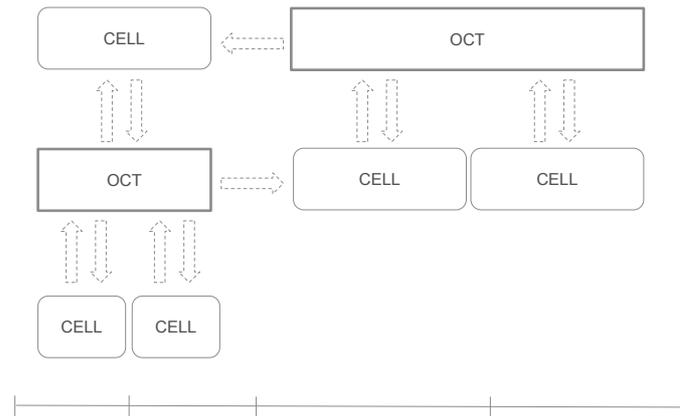


FIGURE 3.3 – Représentation des liens entre OCT et CELL à 1 dimension. Les flèches représentent les pointeurs entre les structures. Le domaine 1D équivalent à cet arbre est représenté au bas de la figure.

appelée cellule racine : en pratique il n’y en a qu’une seule, contenant l’ensemble de l’espace de la grille. Le lien entre OCT et CELL est schématisé sur la figure 3.3. On remarquera que les CELLS ne se voient pas entre elles et qu’il est nécessaire d’utiliser les OCTs pour déterminer leur voisinages. Une CELL qui n’a pas d’OCT enfant est dite cellule feuille. L’information de la position de la cellule dans l’OCT parent est contenue dans son identifiant (allant de 0 à 7). Les CELLS contiennent également la liste chaînée de particules. La structure minimale d’une CELL de EMMA est présenté sur le listing 3.1.

Listing 3.1 – La structure CELL de EMMA

```

struct CELL{
    int id;           // permet de determiner la position de la
                    // cellule dans l'oct
    struct OCT *parent // l'oct pere de la cellule
    struct OCT *child; // si child est different de NULL alors la
                    // cellule est raffinee et child point vers l'oct enfant
    struct PHYSIC *data; // pointeur vers la partie physique
    struct PARTICLE *part; // pointeur vers la chaine de particules
                    .
};

```

La structure OCT

Les OCTs contiennent l’information relative à la structure de la grille et permettent son raffinement. Un OCT se trouve toujours entre sa cellule mère et ses cellule filles : il contient nécessairement un poin-

teur vers sa CELL mère ainsi qu'un tableau de huit CELLS filles. Les OCTs contiennent également l'information sur le voisinage et chacun d'eux dispose de six pointeurs vers les CELLS voisines de niveau L-1. La génération de conditions périodiques (généralement utilisées en cosmologie) se fait de manière naturelle en faisant pointer tous les voisins de l'OCT de la CELL racine vers lui-même. La structure minimale d'un OCT de EMMA est présentée sur le listing 3.2.

Listing 3.2 – La structure OCT de EMMA

```

struct OCT{
  struct CELL cell[8]; // les 8 cellules de l'oct
  struct CELL *nei[6]; // pointeurs sur les cellule voisines
  struct CELL *mother; // cellule mere
  struct OCT *next;    // oct suivant dans la liste chainee
  struct OCT *prev;    // oct precedent dans la liste chainee
  int level;           // niveau de l'oct
};

```

La structure PARTICULE

Nous verrons dans la section 4.1 qu'une partie de la physique est résolue sous forme de particule. Il est donc nécessaire d'ajouter un champ de particules à la grille AMR. Comme les OCT, les particules utilisent une représentation sous forme de liste chaînée. Chaque cellule dispose de sa propre liste chaînée de particules et plus précisément de la position en mémoire de la première particule de sa liste, permettant ensuite de toutes les retrouver. Lors d'un raffinement cette liste devra être découpée et distribuée entre les nouvelles cellules créées. Une particule est essentiellement caractérisée par sa position, sa masse et sa vitesse. On ajoutera à ceci son statut, qui sera utilisé pour différencier les particules de matière noire des particules stellaires. Le listing 3.3 présente la structure minimale d'une particule dans EMMA.

Gestion du raffinement

Marquage des cellules

La détection des cellules à raffiner se fera en deux temps :

- Dans un premier temps le code va passer en revue toutes les cellules d'un niveau, et les marquer comme "à raffiner" si une première condition physique est respectée (cf section 3.2.3.2).
- Une fois tout le niveau passé en revue, le code va ensuite faire une série de N_{buffer} passages sur tout le niveau en marquant à chaque fois toutes les cellules voisines des cellules précédem-

Listing 3.3 – La structure PARTICULE de EMMA

```

struct PART{
  REAL3 x; // vecteur position
  REAL3 v; // vecteur vitesse
  struct PARTICULE *next; // particule suivante
  struct PARTICULE *prev; // particule precedente
  int idx; // identifiant unique
  int isStar; // matiere noire ou etat de l'etoile
  REAL t; // instant de creation
  REAL mass; // masse
};

```

ment marquées. Cette zone de N_{buffer} cellules autour des zones soumises à la condition physique de raffinement sera appelée le "tampon (ou buffer) de raffinement". Ce tampon a pour but d'élargir la zone de raffinement et ainsi permettre une transition douce entre les niveaux. De plus il ne sera autorisé à n'avoir qu'un seul niveau de décalage au maximum lors des transitions. Une fois les cellules respectant ces deux conditions marquées, le raffinement est effectué.

Condition de raffinement

Il est possible de définir arbitrairement une condition de raffinement en fonction de la physique que l'on cherche à étudier. Par exemple, dans des tests unitaires de type sphère de Stömgren (cf 2.3.1) ou explosion de Sedov (cf 6.4.4), on marquera les cellules qui sont soumises à un gradient d'ionisation ou de densité supérieur à un certain seuil pour suivre l'évolution du front. Dans le cas de simulations cosmologique, on utilisera généralement une condition en densité dite semi-Lagrangienne. C'est-à-dire qu'une cellule sera marquée comme "à raffiner" si la masse de matière noire (ou de gaz) qu'elle contient est supérieur à huit fois la masse de matière noire (ou de gaz) moyenne d'une cellule de ce niveau. On remarquera que la condition de raffinement ne prend pas en compte le fait qu'une cellule soit déjà raffinée ou non. Si une cellule est raffinée, mais qu'elle n'est pas marquée comme "à raffiner" elle sera donc dé-raffinée.

Opérateurs de changement de grilles

Les opérations de raffinement/dé-raffinement font intervenir des opérateurs de changement de grille (cf figure 3.4). Le changement de résolution peut avoir lieu dans les deux sens :

- La *restriction* consiste à dégrader la grille en résolution. La restriction la plus directe consiste à moyenniser les cellules à dégrader. Pour diviser la résolution par deux, les huit cellules d'un

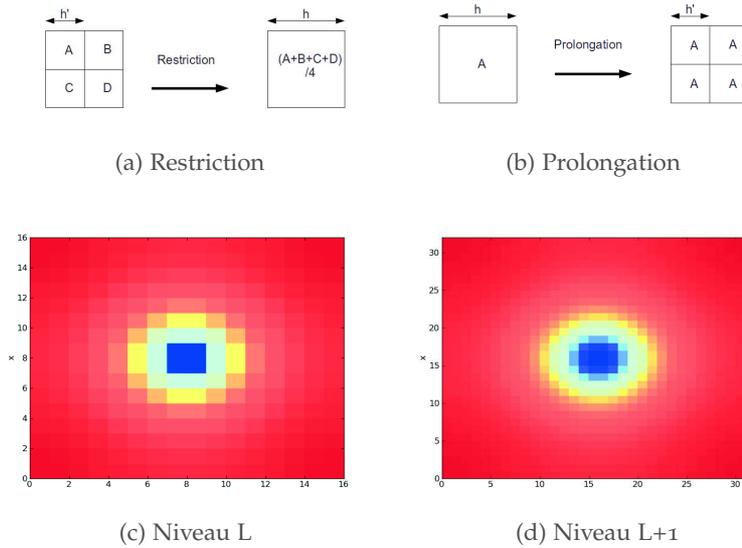


FIGURE 3.4 – Opérateurs de changement de grille. Ils permettent de changer la résolution de la grille. Un exemple de restriction consiste à moyenner une valeur de plusieurs cellules, la prolongation associée consiste en une injection directe d’une valeur dans plusieurs cellules.

oct devront être moyennées pour obtenir une nouvelle cellule de niveau supérieur.

- La *prolongation* consiste à augmenter la résolution d’une grille, la prolongation la plus directe consiste à copier directement la valeur de la cellule mère dans ses huit cellules filles.

Recherche de voisins

Les processus physiques que l’on cherche à résoudre sont régis par des systèmes d’équations différentielles (voir section 4). En analyse numérique, une dérivée de u suivant x peut être localement approximée (dans le cas d’une différence finie centrée) par une équation de la forme :

$$\frac{du}{dx} \approx \frac{u_{i+1} - u_{i-1}}{2\Delta x}, \quad (3.4)$$

où i est l’indice de la cellule appartenant à une grille régulière de pas Δx . Dans ce type de systèmes, l’état d’une cellule dépend donc des états des cellules qui l’entourent.

La recherche de voisins est donc une étape importante dans la gestion de la grille qui a ici une organisation complexe (voir figure 3.3). Elle se fera en suivant les étapes présentées sur la figure 3.5. Dans le cas où la voisine se trouve dans le même OCT la recherche est immédiate. Mais dans le cas où la voisine n’est pas dans le même

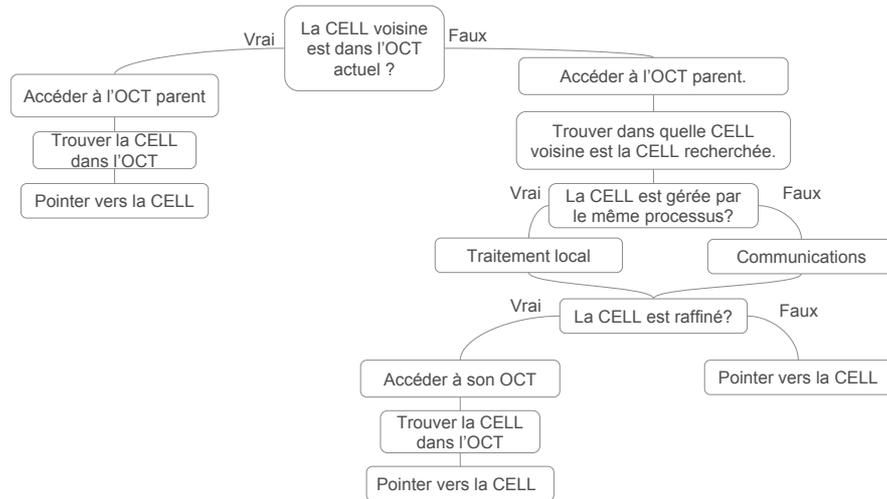


FIGURE 3.5 – Arbre décisionnel pour la recherche de voisins dans l’octree. La recherche de voisins n’est pas triviale et peut avoir un coût non négligeable.

OCT, il faut trouver l’OCT voisin, vérifier que celui ci est géré par le même processus et vérifier si il est raffiné. Cette recherche peut être complexe et numériquement coûteuse, on prendra donc garde à minimiser les appels de la fonction de recherche.

L'Univers est modélisé par différents "fluides" (cf section 1.3) et l'objectif des simulations numériques est d'estimer au mieux leurs évolutions, en fonction des lois auxquelles ils sont soumis et de leurs états à un instant donné. La résolution de chacun de ces systèmes sera confiée à différents "moteurs", ayant pour tâche de résoudre les systèmes d'équations différentielles gouvernant les différentes physiques. Lors de la réalisation d'une simulation, la grande majorité des ressources de calculs sera utilisée par ces moteurs.

L'objectif de cette partie est de présenter les différentes techniques et implémentations des moteurs physiques de EMMA. Nous allons détailler ses trois principaux moteurs :

- le moteur gravitationnel,
- le moteur hydrodynamique,
- le moteur radiatif.

4.1 GRAVITATION ET MATIÈRE NOIRE

La matière noire dispose de propriétés de fluide non collisionnel et se prête particulièrement bien à la représentation Lagrangienne, et donc à une simulation sous forme de particules. Pour la simuler on utilisera le principe des codes N-corps, c'est-à-dire qu'on utilisera un champ de particules massives interagissant uniquement par gravitation. Il existe différentes techniques pour suivre l'évolution d'un tel système, toutes sont basées sur le même principe. Les particules sont placées suivant une certaine condition initiale et on cherche à connaître la force gravitationnelle à laquelle chaque particule est soumise, dans le but de calculer son déplacement.

Pour se faire on utilise le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} \frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{v}_p, \\ \frac{d\vec{v}_p}{dt} = -\nabla\phi, \\ \Delta\phi = 4\pi G\rho, \end{cases} \quad (4.1)$$

où x_p représente la position de la particule, \vec{x} sa vitesse et ϕ le potentiel gravitationnel, fonction de la densité ρ .

Il existe plusieurs méthodes pour résoudre ce système.

PARTICULE-PARTICULE : c'est la méthode la plus directe pour calculer l'évolution d'un system N-corps. Elle consiste, pour chaque particule, à sommer les contributions gravitationnelles de toutes les autres particules :

$$\vec{F}_i = - \sum_{j \neq i} G \frac{m_i m_j (\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^3} \quad (4.2)$$

Ce type de code dispose d'une très bonne précision mais la quantité de calculs évolue en ordre $O(N^2)$, ce qui les rends très coûteux.

TREE CODE : évolution de la méthode Particule-Particule, elle consiste à regrouper les particules les plus lointaines de la particule courante en amas ayant une interaction gravitationnelle commune (BARNES et HUT, 1986). Cette approximation permet de limiter le nombre de calcul à l'ordre $O(n \log n)$.

PARTICULE-MESH (PM) : Elle consiste à ne pas calculer directement la force, mais à la dériver à partir du potentiel, lui même calculé sur une grille. En projetant les particules sur une grille, on obtient une grille de densité utilisée pour obtenir le potentiel en résolvant l'équation de Poisson.

La méthode de projection des particules sur la grille n'est pas unique. A l'ordre 0, il est possible de se contenter d'ajouter la masse de la particule dans la cellule à laquelle elle appartient. On utilisera en pratique une méthode d'ordre supérieur appelée Cloud In Cell (CIC), qui consiste à considérer une étendue spatiale cubique aux particules et à pondérer la masse appliquée aux cellules par l'intersection de son volume et de celui de la cellule (voir Fig 4.1). On associe généralement une taille à la particule similaire à celle des cellules sur laquelle on la projette. Dans le cas où l'étendue de la particule intersecte des cellules de différents niveaux on lui associera la taille de la plus grande cellule dans le but de lisser la transition entre les niveaux.

Résolution de l'équation de Poisson

Connaissant la distribution de densité à un instant donné, il est possible de calculer le potentiel gravitationnel en résolvant l'équation de Poisson.

Il existe plusieurs méthodes dédiées à la résolution ce problème. EMMA utilise une méthode itérative consistant à faire converger le potentiel gravitationnel à partir d'une grille de densité initiale arbitraire. Ces méthodes permettent d'utiliser tous types de conditions de bords, sont facilement parallélisables et sont compatibles avec les méthodes basées sur des grilles adaptatives. Le principe de ces méthodes est d'introduire un terme temporel fictif et de rechercher une

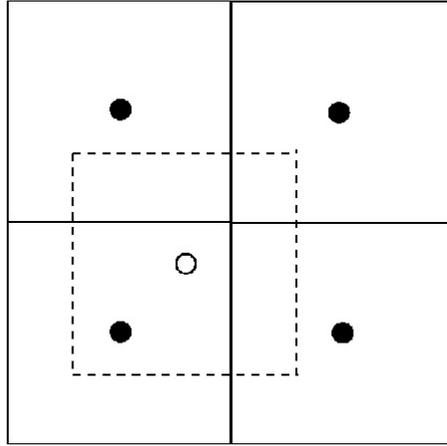


FIGURE 4.1 – Représentation en 2D du Cloud In Cell. La masse d'une particule est répartie dans les cellules environnantes en lui associant une étendue spatiale correspondant à la taille des cellules.

solution stationnaire à cette nouvelle équation. Par analogie à l'équation de la chaleur par exemple : la densité correspond aux sources chaudes et le potentiel à la température, à $t = 0$ les sources chaudes sont allumées et la chaleur se propage jusqu'à ce que le milieu ait atteint sa température d'équilibre. L'équation à résoudre est donc :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \Delta \Phi - S_{(\rho)} \quad (4.3)$$

La méthode de Jacobi est la façon la plus simple de relaxer ce type d'équation, elle consiste à utiliser la forme discrète de l'équation de Poisson modifiée :

$$\frac{\phi_i^{t+1} - \phi_i^t}{\Delta t} = \Delta \phi_i^t - S_i^t \quad (4.4)$$

où à 1 dimension le Laplacien sera discrétisé de la manière suivante :

$$\Delta \phi_i^t = \frac{\phi_{x+1}^t + \phi_{x-1}^t - 2\phi_x^t}{\Delta x^2} \quad (4.5)$$

Cette méthode est itérée jusqu'à ce que soit le potentiel ait convergé, soit un nombre maximal d'itérations soit atteint.

Il est possible d'augmenter la vitesse de convergence en utilisant la méthode de Gauss-Seidel. Elle consiste à toujours utiliser la valeur la plus à jour disponible :

$$\Delta \phi_i^t = \frac{\phi_{x+1}^t + \phi_{x-1}^{t+1} - 2\phi_x^t}{\Delta x^2} \quad (4.6)$$

En pratique on utilisera la méthode dite Gauss-Seidel rouge-noir. Elle consiste à séparer la grille en un damier de deux couleurs, une

première itération sera réalisée seulement sur la partie rouge, puis une seconde itération sera réalisée sur la partie noire en prenant en compte le nouvel état de la partie rouge. L'avantage du Gauss-Seidel rouge-noir est que le calcul de chaque demi-domaine peut se paralléliser facilement, ce qui n'est pas le cas avec la technique Gauss-Seidel classique.

Multigrille

La technique du multigrille a été développée pour améliorer la vitesse de convergence des méthodes itératives. Elle consiste à utiliser le fait que ces dernières convergent rapidement sur les petites échelles spatiales et plus lentement sur les grandes échelles.

Le cycle consiste à lisser (ie réaliser quelques itérations d'une méthode de résolution classique) le potentiel à pleine résolution : les hautes fréquences vont alors rapidement converger. On va ensuite conserver cette information, et dégrader la grille à plus basse résolution (cf section 3.2.3.3). La solution exacte est alors calculée (relaxée jusqu'à convergence) sur cette seconde grille : cette dernière étant significativement plus petite que la grille de départ, la résolution du potentiel est beaucoup plus rapide. Cette solution à basse résolution est alors projetée à la résolution de la grille de départ, puis corrigée de l'information sur les hautes fréquences précédemment stockée. Le cycle sera alors terminé par un lissage de quelques itérations.

Ce processus peut être utilisé récursivement pour générer tout un ensemble de sous-grilles et ainsi accélérer encore la convergence (cf figure 4.2). En jouant sur le nombre d'appels récursifs de la fonction, il est possible de créer différentes géométries de cycles. Un seul appel génère un cycle nommé cycle en V, deux un cycle en W, etc...

Implémentation sur grille adaptative

Dans EMMA, le potentiel est calculé par multigrille sur la grille de base. La solution déterminée sur le niveau de base est projetée sur le premier niveau raffiné, qui est ensuite relaxé à l'aide d'une méthode Gauss Seidel rouge/noir : la solution anticipée étant déjà proche de sa vraie valeur il en résulte une convergence rapide. Cette séquence de projections/relaxation est ensuite répétée sur tous les niveaux raffinés.

Gestion du pas de temps

Pour assurer une résolution stable, il ne doit pas être possible pour une particule de se déplacer de plus d'une fraction ϵ de la taille d'une

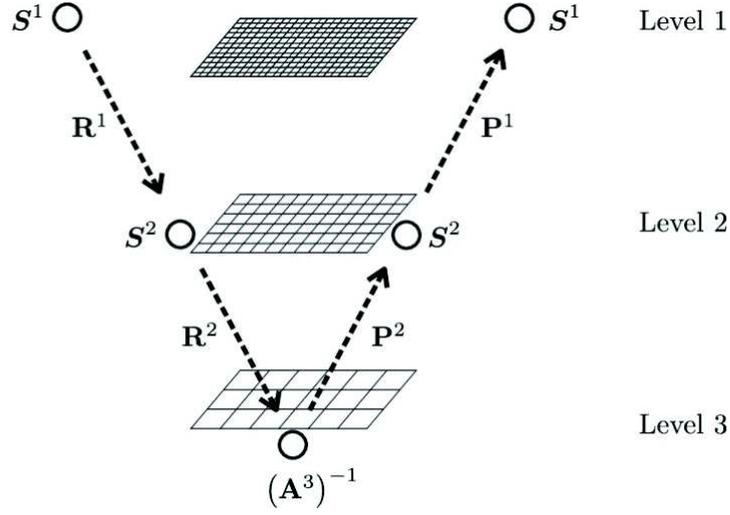


FIGURE 4.2 – Vue du V-cycle et des différents niveaux de grilles. S=lissage, R=restriction, A=calcul exact et P=prolongation. Image extraite de VERDUGO et WALL, 2016

cellule Δx par pas de temps. Pour se faire, le pas de temps sera défini comme :

$$\Delta t_{\text{grav}} = \epsilon \frac{\Delta x}{|v_{\text{max}}|}, \quad (4.7)$$

où $|v_{\text{max}}|$ représente la vitesse de la particule la plus rapide (de l'ordre de 100 km.s^{-1} dans nos régimes typiques d'échelles et de résolutions).

4.2 HYDRODYNAMIQUE ET PHYSIQUE BARYONIQUE

Dans le cas de l'étude de l'EoR la physique du gaz est centrale car l'objectif est précisément de déterminer les propriétés physico-chimiques de ce gaz et comment elles impactent la formation des galaxies. La physique du gaz, contrairement à celle de la matière noire, est collisionnelle et sera ici modélisée avec une approche Eulérienne (cf section 3). En première approximation, le gaz dans l'Univers est principalement soumis à deux effets : sa pression interne et la gravité. Sa physique est régie par les équations d'Euler auto-gravitantes et le système à résoudre est :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v} + P \mathbb{I}) = -\rho \nabla \phi, \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho E + p) \vec{v} = -\rho \vec{v} \cdot \nabla \phi + \Lambda - H, \end{cases} \quad (4.8)$$

avec la densité $\rho = \rho(\vec{x}, t)$, la vitesse $\vec{v} = (u, v, w)^T$, P la pression, E l'énergie totale, et Φ le potentiel gravitationnel. Ce système exprime la conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie.

Il nécessaire d'introduire une équation d'état pour fermer ce système. Nous considérerons ici le cas d'un gaz parfait monoatomique, l'équation de fermeture sera donc :

$$E = \frac{\rho}{2} \vec{v}^2 + \frac{P}{\gamma - 1} \quad (4.9)$$

avec l'indice adiabatique $\gamma = 5/3$.

En analyse numérique ce système sera réécrit sous la forme :

$$\mathbf{U}_t + \mathbf{F}_x(\mathbf{U}) = \mathbf{S}(\mathbf{U}), \quad (4.10)$$

où les indices représentent les dérivées temporelles et spatiales.

Le vecteur des quantité conservées \mathbf{U} , la fonction de flux $\mathbf{F}(\mathbf{U})$, et le terme source $\mathbf{S}(\mathbf{U})$ seront alors exprimés sous la forme :

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{pmatrix}, \quad (4.11)$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} \rho u & \rho v & \rho w \\ \rho u^2 + P & \rho uv & \rho uw \\ \rho uv & \rho v^2 + P & \rho vw \\ \rho uw & \rho vw & \rho w^2 + P \\ (\rho \epsilon + P)u & (\rho \epsilon + P)v & (\rho \epsilon + P)w \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{S}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho \Phi_x \\ \rho \Phi_y \\ \rho \Phi_z \\ -\rho \mathbf{u} \cdot \nabla \Phi + \Lambda - H \end{pmatrix},$$

où : $\Lambda = \Lambda_{(E, \rho)}$ est la fonction de refroidissement et H est le photo chauffage (cf section 4.3.6).

Problème de Riemann et volumes finis

L'idée de base du moteur hydrodynamique est de décomposer le domaine en cellules dans lesquelles les grandeurs seront localement

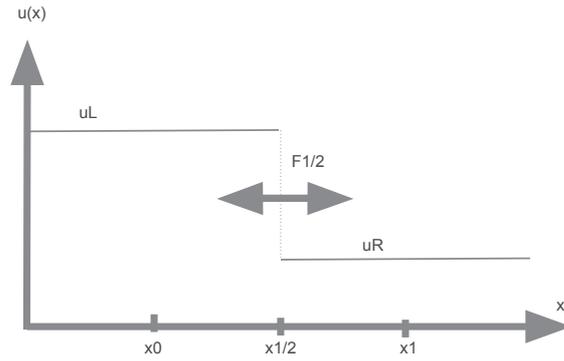


FIGURE 4.3 – Problème de Riemann. Quelle sera l'évolution d'un système hydrodynamique considérant de telles conditions initiales.

constantes (Piecewise constant approximation). L'objectif est ensuite de résoudre localement le système d'équations d'Euler à chaque interfaces de cellule pour obtenir l'évolution globale du système. Chaque interfaces devient alors un problème de Riemann (cf figure 4.3). Considérant un système, régi par des équations de conservations, ayant comme état initial deux milieux homogènes, de densités et température constantes séparés par une discontinuité, quelle sera son évolution ?

Contrairement à la résolution de l'équation de Poisson, il n'est plus possible d'utiliser une discrétisation à base de différence finie :

$$\frac{du}{dx} \approx \frac{u_{i+1} - u_i}{\Delta x} \tag{4.12}$$

La propagation d'une onde à la vitesse a pourra être discrétisée en utilisant :

$$\frac{u_i^{t+1} - u_i^t}{\Delta t} - a \frac{u_{i+1}^t - u_i^t}{\Delta x} = 0 \tag{4.13}$$

Ce type d'approche est dite explicite, car la solution du système au temps $t + 1 = t + \Delta t$ est obtenue à partir de l'état du système au temps t . On parlera de schéma explicite en opposition au schéma implicite, qui lui utilisera en plus de l'état au temps t , l'état au temps $t + 1$ pour déterminer l'évolution du système. Ce dernier étant inconditionnellement stable mais largement plus complexe à implémenter dans notre cas.

On utilisera donc une approche explicite, mais celle-ci peut présenter des problèmes d'instabilités. En fonction du signe de a , on parlera de méthode UPWIND ou DOWNWIND. Il est possible de montrer

à l'aide d'une analyse de von-Neumann (cf TORO, 1999) que la méthode UPWIND est stable sous certaine condition, et que la méthode DOWNWIND est inconditionnellement instable. Comme il n'est pas possible de connaître à l'avance le signe de α , dans les cas complexe que nous cherchons à traiter, la discrétisation par différences finies ne s'applique pas ici. On utilisera à la place une discrétisation par volumes finis. Le principe est de ne plus calculer directement l'évolution des grandeurs au sein des cellules mais de passer par l'intermédiaire du calcul des flux entre elles.

GODUNOV, 1959 a été le premier à introduire une méthode pour la résolution exacte de ce système. Son approche consiste à estimer le flux aux interfaces des cellules et à discrétiser l'équation 4.10 de la manière suivante :

$$\frac{u_i^{t+1} - u_i^t}{\Delta t} - \frac{F_{i+1/2}^t - F_{i-1/2}^t}{\Delta x} = 0, \quad (4.14)$$

ou $F_{i+1/2}^t$ et $F_{i-1/2}^t$ sont les flux numériques inter-cellules, ou flux de Godunov, une estimation des flux physiques. Toute la difficulté réside dans le calcul de ces flux aux interfaces. Différentes méthodes ont été développées, et celle retenue dans EMMA est la méthode HLL/HLLC. La méthode de Harten, Lax et van Leer (HLL) est une méthode au second ordre pour approximer les flux de Godunov dans le cas de la résolution en 3D des équations d'Euler. La méthode HLL a été modifiée par Toro 1992 et a donné lieu à la méthode HLLC, plus robuste.

Dans le problème de Riemann, les deux domaines ont des densités constantes, mais il est possible de considérer des schémas d'ordres supérieurs. Par exemple le schéma Monotonic Upstream-Centered Scheme for Conservation Laws (MUSCL) introduit par VAN LEER, 1979, considère une valeur évoluant linéairement dans la cellule. (cf figure 4.4). Pour éviter les cas menant à des pentes extrêmes, et dans le but de garder une solution monotone, dans EMMA la pente de cette interpolation est limitée par une méthode *minmod*.

Gestion du pas de temps

Le pas de temps respecte la condition de Courant, Friedrichs et Lewy (CFL), et s'exprime ici sous la forme :

$$\Delta t_{\text{hydro}} = C \frac{\Delta x}{3V} \quad (4.15)$$

où $C \in [0, 1]$ est le nombre de Courant et $V = \max(v + c_s)$ une estimation de la vitesse de l'onde la plus rapide présente dans la simulation (TORO, 1999) avec v la vitesse du gaz et la vitesse du son $c_s = \sqrt{\gamma P / \rho}$ dans le cas d'un gaz parfait. L'idée est que la vitesse de

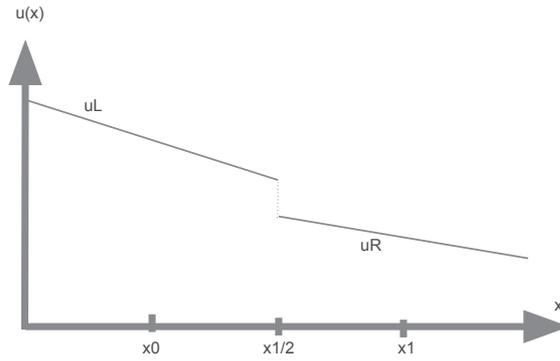


FIGURE 4.4 – Avec le MUSCL la densité au sein des cellules est interpolée linéairement, ce qui améliore le calcul du flux aux interfaces. La pente est cependant limitée par la méthode du Minmod.

L'onde la plus rapide de la simulation ne doit pas parcourir plus d'une fraction de cellule par pas de temps, sans quoi la stabilité du modèle serait compromise. Le pas de temps hydrodynamique est gouverné par la vitesse maximum du gaz (de l'ordre de $3000\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$) et sera en pratique près d'un ordre de grandeur plus faible que le pas de temps N-corps.

4.3 RAYONNEMENT ET ÉNERGIE IONISANTE

L'objectif de cette section est de présenter les bases de la physique radiative, du transfert du rayonnement à son interaction avec les baryons. Nous nous intéresserons ici uniquement au rayonnement capable de ioniser l'hydrogène. Ce moteur physique se déroule en deux temps. La première étape s'appelle le transport des photons et consiste à calculer la propagation du rayonnement. La seconde étape sera le calcul de la "chimie", c'est à dire le calcul du couplage entre le rayonnement et le gaz.

L'équation du transfert du rayonnement

Dans cette section, nous verrons dans un premier temps le système d'équations à résoudre, puis dans un second temps, les méthodes de discrétisation.

L'équation du transfert du rayonnement lie l'évolution de l'intensité spécifique $I_\nu(\vec{x}, \vec{n}, t)$, au champ de sources $\eta_\nu(\vec{x}, \vec{n}, t)$, en fonction du coefficient d'absorption $\kappa_\nu(\vec{x}, \vec{n}, t)$:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + \vec{n} \cdot \vec{\nabla} I_\nu = \eta_\nu - \kappa_\nu I_\nu \quad (4.16)$$

Le coefficient d'absorption s'exprime en fonction de la section efficace de photo-ionisation de l'hydrogène neutre σ_ν et de la densité d'hydrogène neutre n_H :

$$\kappa_\nu(\vec{x}, \vec{n}, t) = \sigma_\nu n_H. \quad (4.17)$$

Il existe trois grandes familles de codes de transfert de rayonnement.

- La première famille de méthodes est dite de "lancé de rayons". Elle utilise une représentation proche de la physique de la lumière, et simule le rayonnement à l'aide de rayons se propageant dans l'espace. Chaque source trace un certain nombre de rayons autour d'elle et l'équation de transfert du rayonnement est résolue le long de chaque ligne de visée. Dans ce type de méthode la vitesse de la lumière est considérée infinie. Par exemple C²RAY (MELLEMA et al., 2006) est un représentant de cette famille. Le principal inconvénient de cette méthode est que plus les sources sont nombreuses, plus le coût numérique augmente.
- La seconde famille est dite de Monte Carlo. Elle utilise également une représentation physique de la lumière mais cette fois-ci ce ne sont plus des rayons, mais des paquets de photons qui se propagent dans l'espace. Chaque source lance un certain nombre de groupes de photons, qui vont se propager et interagir avec le milieu. L'avantage de cette méthode par rapport au lancé de rayons, est qu'elle autorise naturellement la diffusion. Le coût numérique est encore dans ce cas fonction du nombre de sources et sans un nombre important de paquets de photons, le bruit est important. Les codes LICORICE (SEMELIN, COMBES et BAEK, 2007) ou CRASH (MASELLI, FERRARA et CIARDI, 2003) utilisent cette méthode.
- La troisième famille est celle utilisée dans EMMA. Elle revient à considérer la lumière comme un fluide. (AUBERT et TEYSSIER, 2008; GNEDIN et ABEL, 2001). Ces méthodes dites méthodes aux moments utiliseront donc les mêmes concepts que le moteur hydrodynamique, mais avec un système d'équations différent. EMMA utilise une approximation du moment au premier ordre et son moteur repose sur l'approximation $M1$ (DUBROCA et FEUGEAS, 1999; LEVERMORE, 1984). Son principal avantage est que le coût numérique est indépendant du nombre de sources.

Méthode des moments

Les deux premiers moments (d'ordre 0 et 1) de l'équation 4.16 s'expriment sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial N_\nu}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_\nu = -\kappa_\nu c N_\nu + S_\nu, \\ \frac{\partial \vec{F}}{\partial t} + c^2 \vec{\nabla} P_\nu = -\kappa_\nu c \vec{F}_\nu, \end{cases} \quad (4.18)$$

avec : \vec{F}_ν le flux radiatif, P_ν la pression radiative (sous forme tensorielle) et $S_\nu = \dot{N}_\nu^* + \dot{N}_\nu^{\text{rec}}$ le taux d'émission de photon dû aux sources \dot{N}_ν^* et à la recombinaison \dot{N}_ν^{rec} . Ce type d'équations est comparable à des équations de conservation standard et leur résolution utilisera les mêmes principes que ceux exposés dans la section 4.2.

Relation de fermeture et approximation M1

De la même manière que l'équation d'état des gaz parfait est utilisée pour fermer le système d'équations d'Euler (voir 4.2), dans le cas de l'approximation M1 la fermeture du système est réalisée par l'intermédiaire de l'équation d'état :

$$P_\nu = DN_\nu, \quad (4.19)$$

ou D est le tenseur d'Eddington et est approximé par le modèle M1 (LEVERMORE, 1984)

$$\begin{cases} D = \frac{3\chi-1}{2}\mathbb{1} + \frac{1-\chi}{2}\vec{n} \otimes \vec{n}, \\ \chi(\vec{f}_\nu) = \frac{3+4|\vec{f}_\nu|^2}{5+2\sqrt{4-3|\vec{f}_\nu|^2}}, \\ \vec{f}_\nu = \frac{\vec{F}_\nu}{cN_\nu}, \end{cases} \quad (4.20)$$

Le flux réduit \vec{f}_ν quantifie l'anisotropie du rayonnement. \vec{f}_ν varie entre $\vec{f}_\nu = 0$ représentant le cas purement diffusif de rayonnement isotrope et $\vec{f}_\nu = 1$ dans le cas d'un régime de transport purement directionnel. Les valeurs intermédiaires permettent d'approximer la superposition de ces deux régimes.

Gestion du pas de temps et vitesse de la lumière réduite

La résolution de ces équations est réalisée à l'aide d'un schéma explicite, principalement pour des raisons de simplicité (AUBERT et TEYSSIER, 2008). La lumière étant extrêmement rapide, le suivi de son évolution demande un pas de temps réduit du fait de la condition de CFL : $\Delta t_{\text{rad}} = C\Delta x/c$. D'une manière générale, le pas de temps radiatif est plusieurs ordres de grandeur plus petit que celui de l'hydrodynamique. Or, dans les simulations cosmologiques, les processus entrant en jeu ont des vitesses très inférieures à celle de la lumière. Par exemple, parmi les processus hydrodynamiques les plus rapides aux échelles considérées se trouvent les vents générés par les explosions de supernovæ, leurs vitesses sont de l'ordre de 3000km.s^{-1} soit deux

ordres de grandeurs plus faibles que la vitesse de la lumière. L'idée de l'approximation de la vitesse de la lumière réduite ou Reduced Speed of Light Approximation (RSLA) est de diminuer la vitesse de la lumière dans le code tout en restant dans le régime où la lumière reste plus rapide que les autres processus. Pour se faire, on introduit c_{num} la vitesse de la lumière numérique réduite en fonction de c la vitesse de la lumière physique.

$$c_{\text{num}} = \tilde{c} \cdot c, \quad (4.21)$$

avec \tilde{c} le facteur de proportionnalité. Par exemple, utiliser $\tilde{c} = 0.1$ permet de réaliser 10 fois moins de pas de temps, et donc 10 fois moins de calcul que dans le cas $\tilde{c} = 1$.

J'ai mené une étude dans le but de quantifier l'influence de la vitesse de la lumière réduite sur la propagation des fronts d'ionisation. Cette étude sera présentée en détails dans le chapitre 8.

Groupes de photons

Il n'est pas possible avec la méthode aux moments de considérer directement un spectre d'émission. Le spectre doit être discrétisé, c'est-à-dire qu'il devra être découpé en un certain nombre de groupes, et chaque groupe disposera des caractéristiques moyennes de sa portion du spectre. Le problème est que chaque groupe de photons devient un fluide à simuler à part entière et le coût numérique augmente rapidement avec le nombre de groupes.

Prenons l'exemple d'un spectre d'émission arbitraire. L'énergie moyenne d'un photon dans un groupe d'énergie compris entre ν_1 et ν_2 est calculée de la manière suivante :

$$\langle E \rangle = \frac{1}{N} \int_{\nu_1}^{\nu_2} N_{\nu} h\nu d\nu \quad (4.22)$$

et la section efficace d'interaction :

$$\sigma_E = \frac{1}{N \langle E \rangle} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \sigma_{\nu} N_{\nu} h\nu d\nu \quad (4.23)$$

On prendra généralement la première borne au niveau de l'énergie d'ionisation de l'hydrogène : $\nu_1 = 13.6\text{eV}$. Dans le cas où on ne considère qu'un seul groupe, les intégrations sont réalisées jusqu'à l'infini : $\nu_2 = +\text{inf}$. J'ai également pu tester le cas de trois groupes, dans ce cas les bornes sont généralement prises au niveau des énergies d'ionisation de l'hélium : $\nu_2 = 24.6\text{eV}$, $\nu_3 = 54.4\text{eV}$, $\nu_4 = +\text{inf}$.

J'ai implémenté la possibilité de découper les groupes, non seulement en énergies, mais aussi en temps, car il est possible de considérer une évolution temporelle du spectre d'émission. Dans ce cas l'énergie moyenne d'un groupe devient :

$$\langle E \rangle = \frac{1}{N} \int_{t_1}^{t_2} \int_{\nu_1}^{\nu_2} N_{(\nu,t)} h\nu d\nu dt \quad (4.24)$$

Une opération identique est réalisée pour la section efficace.

Après de rapides tests, il s'avère que l'augmentation du nombre de groupes ne change pas la position ou la taille des bulles ionisées dans l'ensemble, mais apporte plus de nuances sur la définition des fronts par exemple. Vu que le coût global du transfert du rayonnement augmente rapidement avec le nombre de groupes et dans le cas des résolutions considérées pendant ma thèse, l'augmentation du nombre de groupes ne s'est pas révélée pertinente. En pratique, je n'ai travaillé qu'avec un seul groupe de photons, considérant l'intégralité du spectre ionisant avec des énergies allant de 13.6 eV à $+\infty$.

Couplage matière-rayonnement

La "chimie" fait le lien entre le moteur radiatif et le moteur hydrodynamique. C'est à ce moment qu'est appliquée l'énergie apportée par le rayonnement au gaz et que le gaz va être chauffé par le rayonnement. Le rayonnement aura différents impacts en fonction de la nature du gaz avec lequel il interagit : nous ne considérerons ici que la chimie de l'hydrogène. C'est à ce moment que la gestion du refroidissement du gaz a lieu et contrairement au transport, cette étape est non conservative. Une partie des photons ionisants va être absorbé par le gaz et réémis dans une partie du spectre non traitée ici. Cette réémission va numériquement diminuer le bilan global d'énergie ionisante et être interprétée comme une perte.

Le système d'équations à résoudre lie la densité de photons, le flux de photons, l'état d'ionisation et l'énergie interne :

$$\frac{dN}{dt} = S - c\sigma_N n_H N + (\alpha_A(T) - \alpha_B(T)) x^2 n_0^2 \quad (4.25)$$

$$\frac{dF}{dt} = -c\sigma_N n_H F \quad (4.26)$$

$$\frac{dn_H}{dt} = (\alpha_A(T)x^2 - \alpha_B(T)x(1-x)) n_0^2 - c\sigma_N n_H N \quad (4.27)$$

$$\frac{de}{dt} = cn_H \Sigma_E N - \Lambda_{(n_0, x, T)} \quad (4.28)$$

où n_H est la densité d'atomes d'hydrogène (en nombre). Les taux de réaction chimique $\alpha_A(T)$, $\alpha_B(T)$ et $\beta(T)$ sont repris de tables de THEUNS et al., 1998 et les sections efficace d'interactions de HUI et GNEDIN, 1997. $H = cn_H \Sigma_E N$ est le terme de photo-chauffage.

Il est possible de considérer que toute l'émission de recombinaison est localement réabsorbée en forçant $\alpha_A(T) = \alpha_B(T)$. Ceci est connu sous le nom de On The Spot Approximation (OTSA).

Longueur :	$\tilde{r} = \frac{r}{a r_*}$
Densité de matière :	$\tilde{\rho} = \frac{\rho a^3}{\rho_*}$
Vitesse :	$\tilde{v} = \frac{a v}{v_*}$
Pas de temps :	$\tilde{dt} = \frac{dt}{a^2 t_*}$
Densité d'énergie potentielle :	$\tilde{\Phi} = \frac{a^2 \Phi}{\Phi_*}$
Pression :	$\tilde{p} = \frac{a^5 p}{p_*}$
Densité d'énergie cinétique :	$\tilde{\epsilon} = \frac{a^2 \epsilon}{\epsilon_*}$
Densité D'éléments :	$\tilde{N} = a^3 N r_*^3$
Flux :	$\tilde{F} = a^4 r_*^2 t_* F$

TABLE 4.1 – Passage du système d'unités physiques vers le système d'unités supercomobiles.

Les processus chimiques agissant sur des échelles de temps courtes par rapport au transport des photons (en particulier lors de l'utilisation de la RSLA, cf section 4.3.4). le pas de temps pourra parfois être plus court que le pas de temps radiatif. En pratique, à chaque pas de temps radiatif, on effectuera un sous-cyclage sur le pas de temps chimique. Après chaque pas de temps chimique, la variation d'énergie est calculée. Si celle ci est supérieure à 10% ($\Delta E/E > 0.1$), le pas de temps est divisé par 2 et l'étape courante est recalculée. (cf ROSDAHL et al., 2013)

Étant donné que les processus chimiques sont gérés de manière locale (ie ils ne dépendent pas de l'état des cellules voisines) et que la quantité de calcul est relativement importante, le portage du moteur chimique sur GPU est très intéressant du point de vue accélération.

4.4 GESTION DE LA COSMOLOGIE

Les moteurs présentés jusqu'ici ne considèrent que le cas d'un Univers statique. L'expansion de l'Univers est modélisée ici en faisant varier la taille des éléments de calcul avec le facteur d'expansion. On appellera les longueurs ainsi exprimées des longueurs comobiles. La généralisation de ce principe à d'autre unités que la longueur est appelée système d'unités supercomobiles (MARTEL et SHAPIRO, 1998). Les conversions utilisées sont présentées sur les tables 4.1 et 4.2. On remarquera que pour réaliser une simulation non cosmologique, où l'expansion n'est pas considérée, il suffit de fixer $a = 1$.

Pour assurer une bonne reproduction du régime linéaire, l'expansion de la grille sera limitée d'un pas de temps à l'autre (TEYSSIER,

Longueur	$r_* = L$
Densité	$\rho_* = \bar{\rho} = \frac{3H_0^2\Omega_m}{8\pi G}$
Temps	$t_* = \frac{2}{H_0\sqrt{\Omega_m}}$
Vitesse	$v_* = \frac{r_*}{t_*}$
Potentiel	$\Phi_* = \frac{r_*^2}{t_*^2} = v_*^2$
Pression	$p_* = \frac{\rho_* r_*^2}{t_*^2} = \rho_* v_*^2$
Énergie	$\epsilon_* = \frac{p_*}{\rho_*} = v_*^2$

TABLE 4.2 – Facteurs de normalisation des différents grandeurs physiques dans le système d’unités supercomobiles.

2002). La condition à respecter pour effectuer le calcul du pas de temps sera :

$$\frac{\delta a(\Delta t_{\text{cosmo}})}{a} < \epsilon \quad (4.29)$$

4.5 GESTION DU PAS DE TEMPS

D’une manière générale, le pas de temps global de la simulation sera le pas de temps le plus contraignant de toutes les physiques que l’on cherche à suivre et sera donc défini comme le minimum entre :

- le pas de temps gravitationnel Δt_{pic} (cf section 4.1.4),
- le pas de temps hydrodynamique Δt_{hydro} (cf section 4.2.2),
- le pas de temps radiatif Δt_{rad} (cf section 4.3.4).
- le pas de temps cosmologique Δt_{cosmo} (cf section 4.4),

$$\Delta t_{\text{simu}} = \min(\Delta t_{\text{pic}}, \Delta t_{\text{hydro}}, \Delta t_{\text{rad}}, \Delta t_{\text{cosmo}}) \quad (4.30)$$

Influence de l’AMR

Sur une grille **AMR**, le pas de temps n’est pas uniforme et dépend du niveau considéré, un niveau raffiné aura un pas de temps plus court que le niveau de base. L’évolution entre les niveaux se fera en suivant le schéma présenté sur la figure 4.5. En première approximation, comme une cellule est raffinée en divisant par 2 chacune de ses dimensions, le pas de temps sera lui aussi divisé par 2, du fait de la condition de Courant. Il faudra donc réaliser deux pas de temps fins (L+1) pour être synchronisé avec un niveau inférieur (L), et ce de manière récursive. Ceci n’est vrai qu’à la condition que la physique résolue n’évolue pas avec la résolution spatiale. En pratique, l’augmentation de résolution mène à une augmentation de la densité résolue, et généralement à un pas de temps hydrodynamique plus

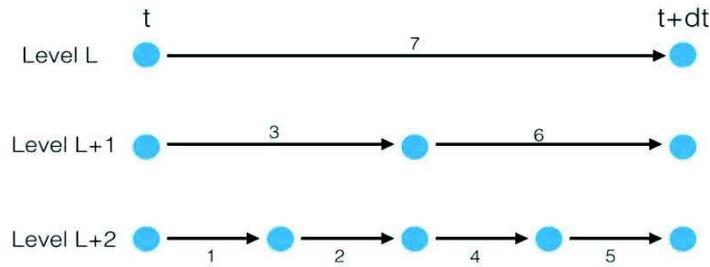


FIGURE 4.5 – Gestion du pas de temps en fonction des niveaux raffinés. Les chiffres indiquent l'ordre d'exécution des calculs. Un niveau évolue par pas de temps deux fois plus court que celui de son niveau supérieur.

contraignant. Ceci a pour effet de réduire le pas de temps d'un facteur supérieur à 2, et le pas de temps du niveau L+1 sera au final plus court que la moitié de celui du niveau L. Il sera alors nécessaire de communiquer cette information sur les niveaux supérieurs pour effectuer la synchronisation. De plus comme les niveaux fins évoluent avant les grossiers, les flux aux interfaces doivent être traités proprement : les cellules grossières "stockent" les flux provenant des niveaux fins avant d'être complètement mises à jour.

Transport radiatif sur grille de base

Le transport radiatif sur grille de base ou Coarse Radiative Transport Approximation (CRTA) est une technique visant à restreindre la résolution du champ de rayonnement dans le but d'en accélérer le calcul. Dans le cas d'un couplage total entre les différents moteurs physiques, tous les moteurs évoluent au rythme le plus contraignant. Ce qui fait que pour chaque pas de temps radiatif, il faut réaliser un pas de temps avec les autres moteurs physiques (cf panneau supérieur de la figure 4.6). Dans notre cas, le rayonnement est plusieurs ordres de grandeurs plus contraignant que l'hydrodynamique ou la gravitation. Dans ce cas le nombre de pas de temps hydrodynamiques et gravitationnels nécessaires sont largement surestimés, et le coût numérique explose.

Dans le cas de la CRTA, le transport des photons n'est réalisé que sur la grille de base, et non sur les niveaux raffinés (cf panneau inférieur de la figure 4.6), sur lesquels l'hydrodynamique est considérée comme "gelée" lors du calcul. Ceci a pour effet d'augmenter la taille du pas de temps radiatif, du fait de la condition de Courant. La den-

sité de photon calculée sur la grille de base est ensuite projetés sur les niveaux raffinés pour effectuer la chimie, ces derniers ressentant localement un champ uniforme de rayonnement. Les concepts précis de la CRTA étant assez technique, j'invite le lecteur à se référer à AUBERT, DEPARIS et OCVIRK, 2015 pour une explication plus détaillée.

Actuellement, la CRTA n'est possible que sur le niveau de base. Une amélioration possible serait de pouvoir définir le niveau de projection du rayonnement pour pouvoir, en fonction des besoins, faire varier le poids du rayonnement dans le calcul.

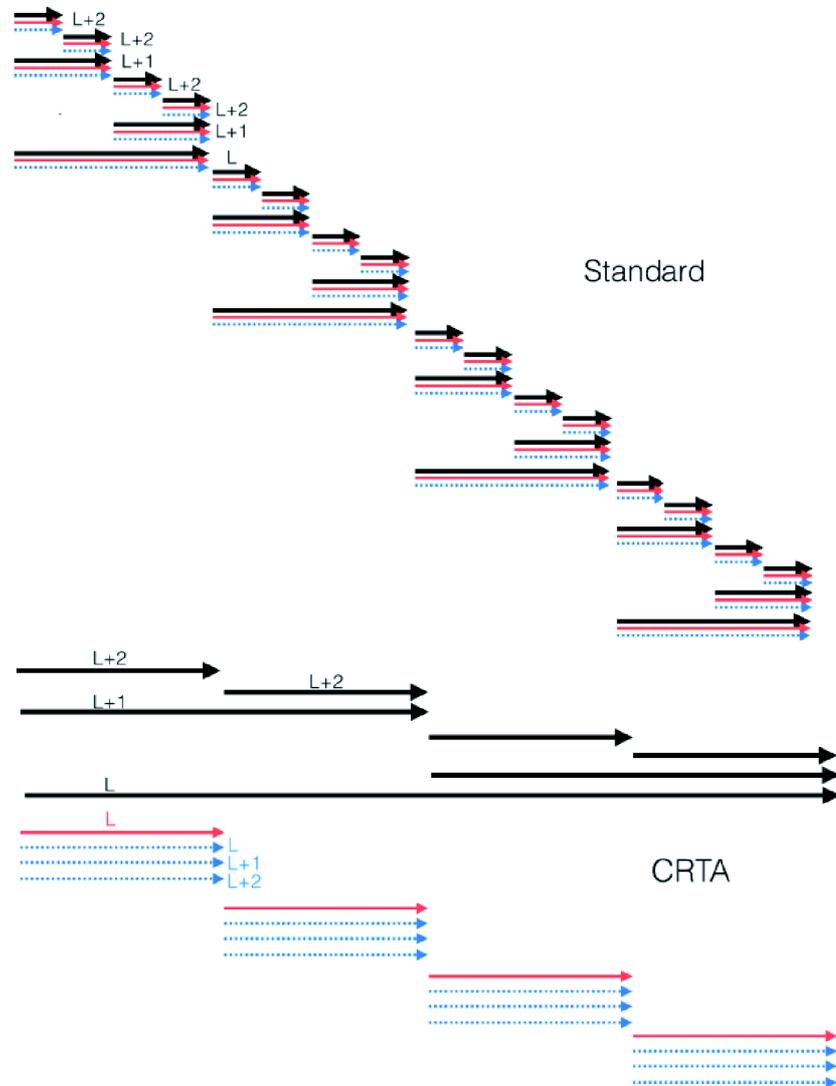


FIGURE 4.6 – Gestion de l'évolution du rayonnement dans le cas de la CRTA. En noir les moteurs dynamiques, en rouge le transport des photons, en bleu la chimie. Le transport des photons n'est réalisé que sur la grille de niveau de base. Le nombre d'appels aux moteurs hydrodynamique et gravitationnel est significativement réduit.

Le défi des simulations de la réionisation est qu'elles doivent simuler un volume d'Univers suffisamment grand pour être représentatives de la variance cosmique et converger sur la taille des régions HII (≈ 100 Mpc selon ILIEV et al., 2006b) tout en résolvant la formation stellaire (échelle < 1 pc). En première approximation, il nous faudrait donc échantillonner un tel volume par $\left(\frac{100\text{Mpc}}{1\text{pc}} = 10^8\right)^3 = 10^{24}$ éléments, ce qui est totalement impossible à l'heure actuelle où les simulations atteignent $\approx 10^{11}$ éléments. Nous avons vu que l'amélioration de certains algorithmes (passage de grilles fixes à grilles adaptatives, intégration du potentiel plutôt que somation N-corps directe, etc... voir chapitre 3) a permis d'augmenter significativement la taille des simulations à puissance de calcul identique, mais le principal facteur limitant reste au niveau du matériel.

5.1 CALCUL HAUTES PERFORMANCES

Le calcul hautes performances ou High Performance Computing (HPC) est un domaine visant à utiliser au mieux les ressources de calculs disponibles. Ces ressources peuvent être multiples et les utiliser conjointement de manière efficace représente un challenge en soit. Dans cette partie nous allons aborder une série de concepts liés au HPC, utiles à la compréhension des simulations cosmologiques.

Loi de Moore et simulations

La loi de Moore (MOORE, 1965) propose un doublement du nombre de transistors par circuit intégré tout les 18 mois environs. (Fig 5.1) Comme la puissance de calcul est étroitement liée à cette évolution, la taille – le nombre d'éléments de résolution – des simulations, suit également cette croissance exponentielle (Fig. 5.2).

Principes de parallélisation

A cause de limitations physiques comme la taille des atomes ou la capacité de refroidissement du silicium, on ne peut pas créer des pro-

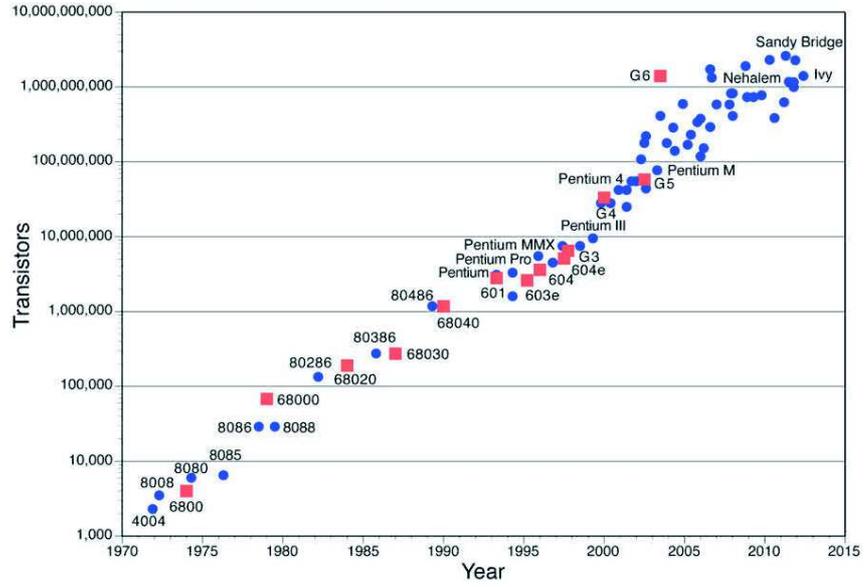


FIGURE 5.1 – Nombre de transistors par processeur en fonction du temps. Cette relation est connue sous le nom de loi de Moore.

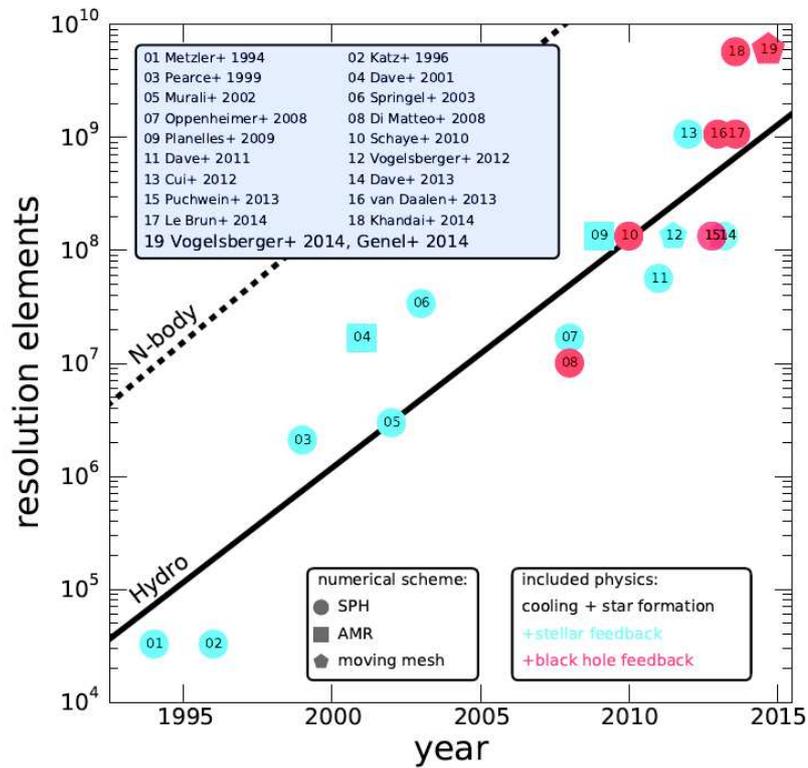


FIGURE 5.2 – Évolution de la taille des simulations en fonction du temps. Il existe un lien direct avec la loi de Moore. Image illustris

cesseurs arbitrairement denses en transistors et aussi puissants que ce que l'on souhaite. La technique utilisée pour continuer à augmenter la puissance de calcul consiste à en utiliser plusieurs en même temps. Dans le cas des simulations cosmologiques, la parallélisation est effectuée en découpant l'espace à simuler en un certain nombre de sous-domaines chacun associé à une unité de calcul. Comme chaque sous-domaine n'est pas isolé, mais appartient au même système physique à simuler, les domaines vont devoir communiquer entre eux sur l'état de leurs voisins. Nous verrons en détails comment est effectué ce découpage dans la section 5.2.1. Mais voyons d'abord un aperçu des contraintes techniques de la parallélisation.

Il existe différents types de parallélisation définis par la taxonomie de Flynn (FLYNN, 1972) :

- SISD Single Instructions on Single Data. Aucun parallélisme, exécution d'une unique série d'instructions sur un unique flux de données.
- SIMD Single Instructions on Multiple Data. Exécution d'une unique série d'instructions sur différents flux de données. C'est le principe de fonctionnement des GPU.
- MISD Multiple Instructions on Single Data. Exécution de différentes séries d'instructions sur un seul flux de données.
- MIMD Multiple Instructions on Multiple Data. Exécution de différentes séries d'instructions sur différents flux de données. C'est l'architecture la plus utilisée aujourd'hui, et celle qui nous intéresse ici. Le type MIMD est lui même découpé en deux sous ensembles :
 - On dit que la mémoire est *distribuée* quand les processus ont leurs propres espaces mémoires dédiés. Les principales machines que j'ai pu rencontrer utilise un modèle MIMD à mémoire distribuée.
 - On dit que la mémoire est *partagée* quand plusieurs processus ont accès au même espace mémoire. Ce type de gestion mémoire est généralement associée à des systèmes plus petits que le modèle de mémoire distribuée.

Les calculateurs

Il existe plusieurs niveaux de parallélisation au niveau matériel. Par exemple, un processeur actuel dispose de plusieurs cœurs capables de gérer chacun un processus (parfois plusieurs dans le cas de l'hyperthreading). Il est possible d'avoir plusieurs processeurs au sein d'un même ordinateur. Et il est possible d'utiliser conjointement plusieurs ordinateurs. Ce qui nous mène à la notion de centre de calcul.

La production de simulations cosmologiques à haute valeur scientifique se fait sur des centres de calcul. La figure 5.3 présente le calculateur TITAN du Oak Ridge Leadership Computing Facility sur

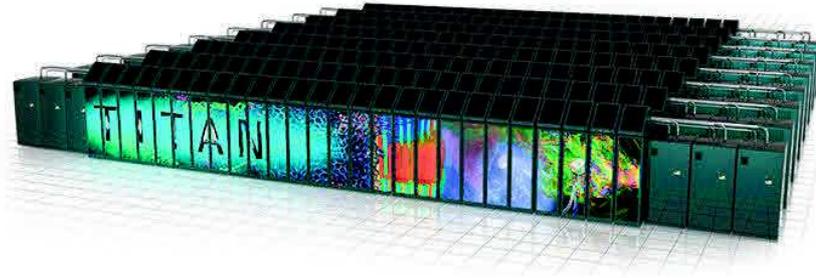


FIGURE 5.3 – Supercalculateur TITAN OLCF. Le calculateur sur lequel ont été exécutés les simulations CoDa

Système	Pays	nb de cœurs	TFlop/s (peak)
Sunway TaihuLight	Chine	10,649,600	125,435.9
Tianhe-2	Chine	3,120,000	54,902.4
Piz Daint	Suisse	361,760	25,326.3
Titan	États unis	560,640	27,112.5
Sequoia	États Unis	1,572,864	20,132.7

TABLE 5.1 – Les 5 super calculateurs les plus puissants du top500 de Juin 2017, source : www.top500.org

lequel ont été exécutées les simulations CoDa (Ocvirk et al., 2015) et CoDa I AMR (voir section 9.1). En novembre 2015, TITAN a été classé deuxième plus puissant calculateur au monde selon le cite top500.org (cf 5.1), il est aujourd’hui quatrième.

Ce type de calculateur est composé d’un certain nombre de nœuds qui communiquent entre eux par l’intermédiaire d’un réseau. Un nœud est un élément conceptuellement proche d’un ordinateur personnel puisqu’il dispose d’une carte mère, avec un (ou plusieurs) processeur ou Central Processing Unit (CPU), de la mémoire RAM, un SSD/HDD et parfois un processeur graphique ou GPU. D’une manière générale, plus des composants sont physiquement éloignés, plus leurs communications seront lentes (cf 5.2). La quantité d’informations passant par une interface représente un certain coût et on cherchera à minimiser ce coût en optimisant le transfert des données à différents niveaux.

Généralement, la mémoire est partagée au sein d’un nœud et distribuée sur le réseau. C’est-à-dire que tous les processus au sein d’un même nœud pourront communiquer par l’intermédiaire de la RAM, ce type de communications est donc rapide. Pour les communications

Interface	Débit théorique
Cache L1	$\approx 700\text{Go/s}$
RAM	$\approx 20\text{ Go/s}$
PCIE 16x	$\approx 16\text{ Go/s}$
InfiniBand	$\approx 5\text{ Go/s}$
SSD	$\approx 600\text{ Mo/s}$
HDD	$\approx 100\text{ Mo/s}$

TABLE 5.2 – Ordre de grandeur des débits théoriques des différentes interfaces rencontrées lors de l'exécution d'un code HPC. On cherchera à optimiser les communications utilisant les interfaces les plus lentes.

entre les nœuds, l'information devra passer par le réseau et ce type de communications est donc plus lent. Et ce d'autant plus que les nœuds sont physiquement éloignés entre eux.

5.2 IMPLÉMENTATION DU PARALLÉLISME

Courbe de Peano-Hilbert

Dans EMMA la distribution des domaines utilisés pour la parallélisation est réalisée à l'aide d'une courbe "remplissante d'espace". Dans le but de garder une certaine proximité spatiale, le découpage des domaines de calcul correspondants aux différents processeurs, utilise une courbe de Peano-Hilbert. Ce type de courbes fractales a la particularité de remplir l'espace en passant par tous les points d'une grille, et donc d'obtenir une représentation 1D d'un espace 3D. Ainsi si l'on applique ce pavage aux cellules de notre grille, en associant un indice reliant une cellule à sa position sur la courbe de Hilbert, il suffit ensuite de découper la courbe en parties identiques pour définir quelles cellules seront associées à quels processus. Si l'on a par exemple 32 cellules à assigner sur 4 processeurs, la courbe sera découpée en 4 parties de 8 cellules. Chacune de ces parties sera en suite assignée à un processeur. Ce type de découpage minimise les interfaces entre domaines, en s'assurant d'une certaine proximité spatiale entre tous les points de la courbe.

Dans l'état actuel de EMMA, la courbe est calculée au début de la simulation, et seule la grille de base est prise en compte. La répartition des domaines est statique et n'évolue pas au cours de la simulation. Dans le cas où un domaine raffine plus qu'un autre, la charge de travail y est plus importante. Dans le futur, l'objectif serait de calculer la courbe de Hilbert sur la totalité des cellules feuilles, pour ainsi pouvoir refaire le découpage et équilibrer la charge entre les processeurs.

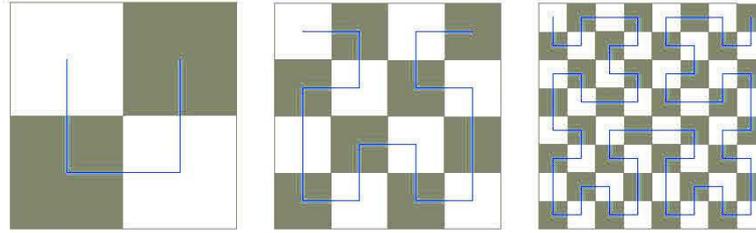


FIGURE 5.4 – Principe de la courbe de Hilbert. Ce type de courbe est utilisée pour gérer le découpage des domaines utilisés pour la parallélisation.

Les domaines

Chaque processus dispose d'un domaine de calcul correspondant à une sous partie de la grille. Cependant, les domaines doivent communiquer entre eux et doivent être sensibles à la structure AMR de leurs voisins. Pour répondre à ce problème, EMMA utilise le "Local essential tree decomposition" (WARREN et SALMON, 1993). Chaque processus dispose d'une vue globale de toute la grille (cf Fig. 5.5) mais la partie de la grille qui n'appartient pas au processeur est vue à résolution dégradée. Ceci facilite grandement la gestion des conditions de bords.

5.3 CALCUL ACCÉLÉRÉ PAR PROCESSEURS GRAPHIQUES

EMMA utilise un degré supplémentaire de parallélisation pour ses principaux moteurs. Les calculs de chaque domaine des moteurs N-corps, hydrodynamique, transport radiatif et thermochimie sont accélérés en utilisant les capacités parallèles des processeurs graphiques récents. Les cartes graphiques, ou GPU ont été détournées de leur utilisation principale d'affichage il y a une dizaine d'années et offre une capacité de parallélisation importante.

À l'inverse des CPU actuels qui disposent d'un nombre réduit de cœurs, les GPU disposent d'un nombre beaucoup plus important de cœurs. Par exemple un AMD Opteron 6300 de TITAN dispose de 16 cœurs, contre 2880 cœurs pour une NVIDIA Tesla k40c. Un CPU peut exécuter des tâches différentes sur chacun de ses cœurs (MIMD) tandis que les GPU utilisent un mode de parallélisation de type SIMD (Fig 5.6). Ce mode de parallélisation en font des unités de calculs efficaces dans l'application d'un traitement identique sur un grand nombre d'informations en parallèle. Les GPU sont donc tout indiqués dans le cas des simulations numériques où l'objectif est justement d'appliquer un traitement identique à un grand nombre de cellules.

De plus, il existe au niveau matériel, deux avantages des GPU par rapport aux CPU.

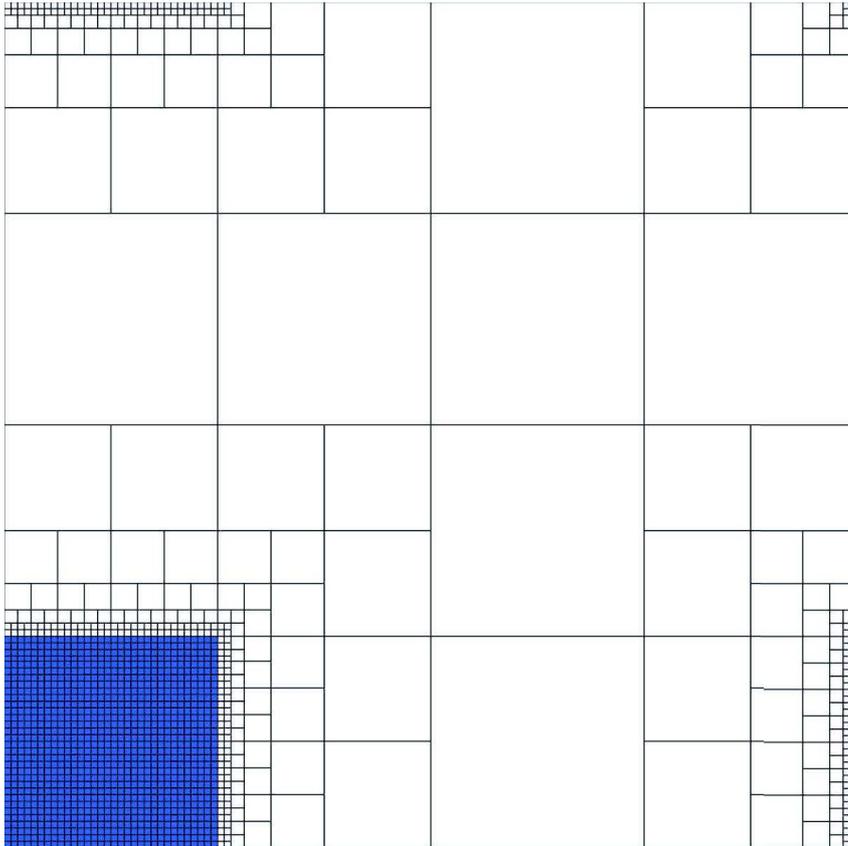


FIGURE 5.5 – Exemple de domaine associé à un processus (en bleu) généré par EMMA. Chaque domaine dispose d’une vue d’ensemble de la grille à résolution dégradée.

CPU/GPU Architecture Comparison

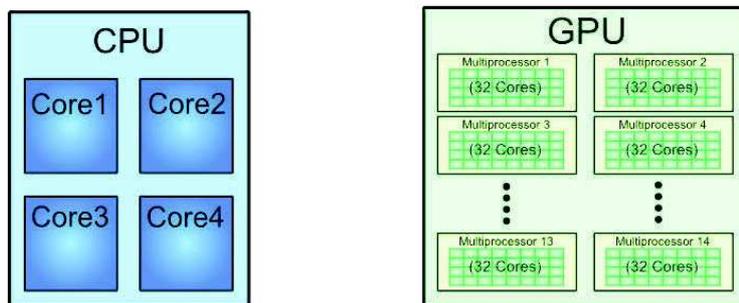


FIGURE 5.6 – Comparaison CPU/GPU. Un CPU dispose d’un nombre réduit de cœurs capables d’exécuter des opérations complexes. A l’inverse un GPU dispose d’un grand nombre de cœurs pouvant exécuter un grand nombre d’opérations simples en parallèles.

- Premièrement leurs meilleurs ratio puissance de calcul sur coût (flop/€).
- Et également un meilleur ratio puissance de calcul sur puissance électrique (flop/W) ce qui réduit les besoins de refroidissement et permet des économies supplémentaires.

Les communications CPU/GPU

CPUs et GPUs sont indissociables et doivent être utilisés conjointement pour tirer le meilleur parti des capacités de calcul offertes par une machine hybride. Une code hybride est découpé en deux parties, une partie séquentielle exécutée sur le CPU et une partie parallèle exécutée sur le GPU. La programmation sur carte graphique impose de gérer les différents espaces mémoires et le passage de CPU à GPU va nécessiter des communications.

Les CPUs sont capables d'accéder rapidement aux informations en mémoire, quel que soient leurs organisations. Les GPUs sont quant à eux sensibles à la segmentation des données. C'est-à-dire que les calculs sur GPUs seront plus performants si les données sont organisées de façon à ce que leurs accès mémoire consécutifs soient physiquement proches et ce au niveau du silicium. Par exemple dans CUDATON (AUBERT et TEYSSIER, 2008) un code de transfert radiatif sur grille fixe, le gain de la parallélisation GPU est de l'ordre de 80 car la structure mémoire est optimisée.

La difficulté est que l'arbre AMR ne respecte pas cette organisation, et la mémoire peut être extrêmement fragmentée à cause de la liste chaînée (voir section 3.2.2.1). Pour limiter l'impact de la fragmentation, le choix a été fait d'organiser de façon optimale les données sur le CPU avant de les envoyer dans l'espace mémoire du GPU. Cette opération sera appelée "gather" (cf Fig. 5.7). Les données organisées sont envoyées sur le GPU pour effectuer les calculs. Le résultat est ensuite copié sur le CPU et les données sont remises dans l'arbre par le CPU (opération de "scatter"). Dans le cas où les calculs sont réalisés uniquement sur le CPU, cette opération est quand même réalisée, dans le but de conserver une certaine cohérence entre les versions. Le pari est ici que la perte de temps générée par les opérations de gather/scatter sera compensée par l'accélération du GPU.

En pratique l'opération de gather consiste à rassembler toutes les informations nécessaires au calcul de l'état d'une cellule. Par exemple pour le calcul du potentiel (cf sec. 4.1) les données nécessaires seront : la densité locale, le potentiel local, le potentiel des 6 cellules voisines suivant les axes principaux. Ces données sont rassemblées dans une structure, puis une série de structures est stockée dans un tableau. Cette opération sera réalisée par paquet de N cellules jusqu'au calcul complet de la grille/

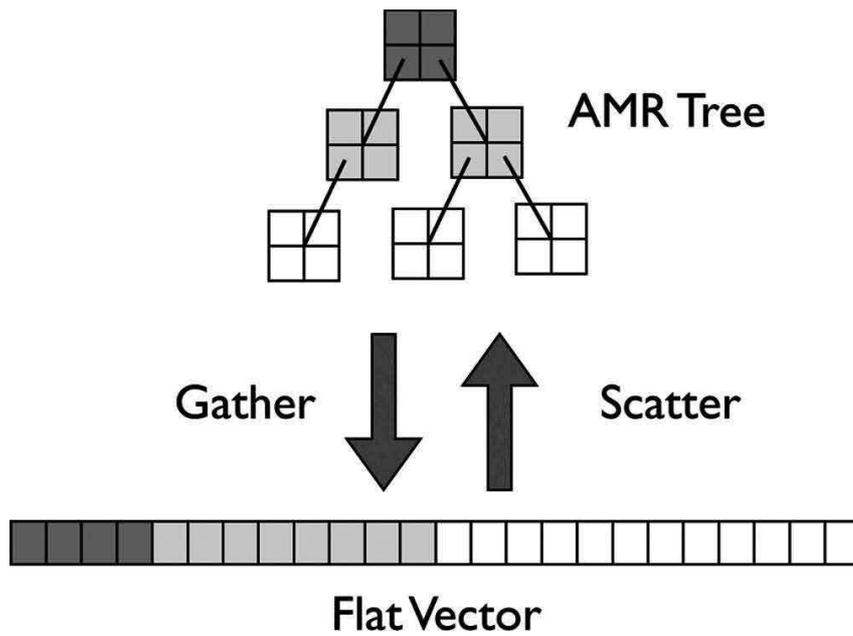


FIGURE 5.7 – Transition entre la structure en arbre de l’AMR et la structure en vecteur de calcul. L’arbre est sur le CPU, le vecteur sera envoyé sur le GPU.

On peut observer ici que les copies ont beaucoup de redondance. Une copie est composée d’une cellule centrale et des 6 cellules voisines, le ratio information utile sur information nécessaire est de $1/6$. En passant à la cellule suivante, la cellule précédente sera de nouveau copiée (car elle est voisine de la cellule précédente) et au final le potentiel d’une cellule sera donc copié sept fois sur le GPU. Ces multiples copies diminuent grandement les performances et en font l’une des principales limitations à l’accélération globale du code. Toutefois, même dans cet état, l’exécution globale d’EMMA s’en trouve accélérée d’un facteur ≈ 3 par rapport à la version CPU. Notons, que l’accélération réalisée à l’aide des GPU au niveau des moteurs physiques est de l’ordre de 20, la principale limitation ne provenant plus de la partie calculs mais des opérations tierces qui ne sont pas sur GPU comme le gather/scatter (voir figure 5.8), la gestion de la grille (raffinement, recherche de voisins) et les opérations sur particules (dont la formation stellaire et les supernovae notamment).

Dans le but de réduire le nombre de copies et d’accélérer l’exécution du code, j’ai modifié les opérations de gather/scatter pour diminuer la redondance des copies. L’idée est de traiter les octs, au lieu de traiter les cellules unes par unes. Dans ce cas les cellules sont alors traitées par 8 et les voisinages au sein d’un oct n’ont pas besoin d’être copiés plusieurs fois. On copie donc 8 cellules d’intérêt et 4 cellules de bord par face du cube, soit 24 cellules. Le ratio utile/nécessaire passe donc à $8/24 = 1/3$. La quantité de copies redondantes a donc été divisée par 2 par rapport au cas précédent.

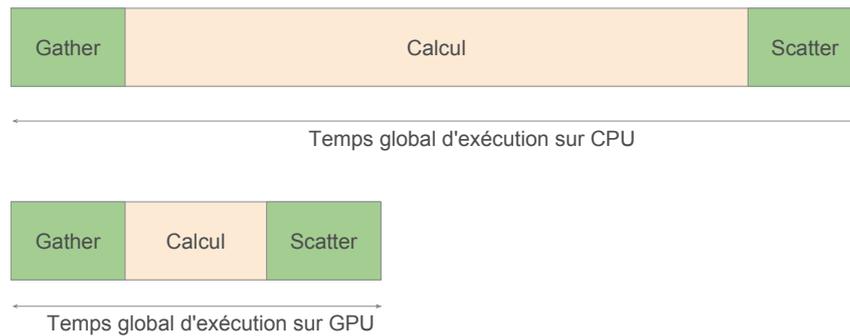


FIGURE 5.8 – Comparatif des coûts relatifs des opérations de gather et scatter en fonction de l'exécution sur CPU ou GPU. L'exécution sur GPU permet de réduire fortement le coût du calcul, cependant le coût des opérations tierces est peu impacté, ces dernières deviennent alors les principales limitations de l'accélération globale.

Vu que la surface d'un cube augmente avec le carré de son côté, alors que son volume augmente avec son cube, plus grand sera le nombre de cellules d'intérêts, meilleur sera le ratio. En étendant ce principe, j'ai développé une méthode qui permet d'envoyer de manière récursive une portion d'AMR contenue dans un OCT de niveau arbitraire. Cependant les résultats ne sont pas à la hauteur des espérances, et l'accélération n'est pas proportionnelle au ratio de données utiles.

Il existe cependant des pistes pour améliorer ce goulot d'étranglement. Une possibilité est de séparer la gestion de l'arbre de la physique. En l'état actuel, les données physiques sont stockées en mémoire avec la même structure que l'arbre. L'idée serait de stocker dans l'arbre, des indices de cellules permettant de retrouver l'information physique dans des vecteurs plats (cf Fig. 5.7). Ainsi les vecteurs pourraient être en permanence sur le GPU, et seule l'information sur leurs positions dans l'AMR devrait être transmise. Un grand nombre de copies seraient alors évitées.

Une autre possibilité serait de placer l'intégralité de l'arbre sur le GPU. Dans ce cas, toutes les copies seraient supprimées mais c'est le GPU qui devra gérer l'évolution de l'arbre.

Courbe de Morton

Une des évolutions en cours de EMMA, est l'utilisation de courbe de Morton ou Z-order curve (MORTON, 1966) pour la gestion de la structure de l'arbre AMR. L'avantage de la courbe de Morton est que

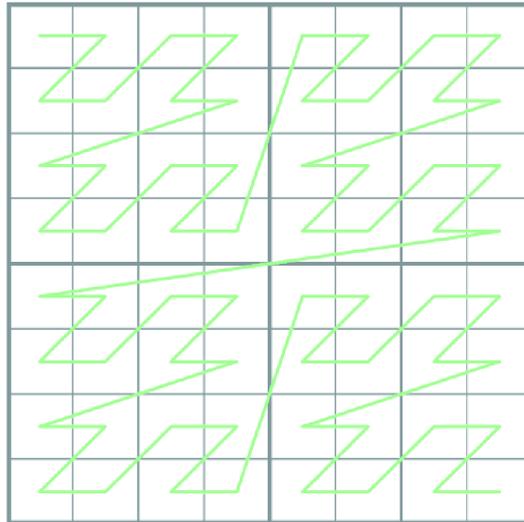


FIGURE 5.9 – Principe de la courbe de Morton. Ce type de courbes est mieux adapté à l'utilisation de GPU que la courbe de Hilbert.

la détermination de l'indice de la cellule est bien adaptée aux GPU et est réalisée avec des lois triviales reliant niveaux de raffinement, positions et liens hiérarchiques entre les cellules. Il existe d'ores et déjà des codes AMR exécutés intégralement sur GPU (voir eg BÉDORF, GABUROV et PORTEGIES ZWART, 2012) et présentant un facteur d'accélération important. Grâce à ce type de techniques, la gestion de l'AMR devient accessible aux GPU, évitant ainsi les coûteuses copies entre le CPU et le GPU. Cette courbe perd cependant l'avantage de la compacité de la courbe de Hilbert pour le découpage des domaines (sauts spatiaux parfois importants). Une technique hybride Hilbert/Morton pourrait être envisagée, mais son implémentation nécessite une refonte en profondeur du code.

5.4 GESTION DES ENTRÉES/SORTIES

Durant ma thèse la simulation CoDa I AMR (voir partie 9.1) a été réalisée avec EMMA. Cette simulation fait partie des plus grosses simulations de la réionisation exécutées à l'heure actuelle avec un nombre de particules de matière noire et une grille de base de $2048^3 \approx 8.6 \cdot 10^9$ éléments. Ces données doivent être stockées et écrites sur disque dur or si l'on se réfère à la table 5.2 on observe que les débits d'accès disques font partie des débits les plus faibles.

Pour se faire une idée de la quantité de données en jeu faisons une estimation :

- Pour les particules : en considérant qu'un flottant est codé sur 4 octets, chaque champ représente $2048^3 \cdot 4 = 32\text{Go}$. Comme il

- y a une dizaine de champs en sortie (3 positions, 3 vitesses, etc) les particules représentent environs 320Go par pas de temps.
- Pour la grille : en considérant que la quantité de cellules peut être multipliée par 3 à cause du raffinement, chaque champ (densité, température, vitesse, etc..) représente environ $32 \cdot 3 \approx 100\text{Go}$. Il y a au total un cinquantaine de champs calculés à l'exécution de la simulation mais en pratique environ une vingtaine en sortie. Chaque écriture de la grille représente donc $100 \cdot 20 = 2\text{To}$.
 - Pour les étoiles : c'est très variable car dépend directement du nombre d'étoile à l'instant donné, qui dépend lui même du paramètre de résolution en masse. Au final, CoDa I AMR a générée $1.2 \cdot 10^8$ particules stellaires à redshift $z = 6$, représentant $\approx 5\text{Go}$.

Ce qui représente au total environ 2.8 To de données générées par pas de temps de sortie. Mais on voudrait évidemment avoir accès à l'état de la simulation à différents instants, cette simulation a au final écrit 170 pas de temps, représentant au final un volume de près de 480 To de données. Avec une telle quantité de données en jeu, une bonne gestion des Entrées/Sorties peut permettre un gain de temps appréciable. De plus, ces données sont généralement calculées sur des machines distantes et améliorer leur compacité peut permettre de gagner du temps au moment du transfert vers des machines locales, ou simplement au moment de la lecture pour analyse.

Dans le modèle original de données d'EMMA, l'intégralité de l'oc-tree était écrit (cf figure 5.10). Les OCTs étaient écrit les uns à la suite des autres avec toute l'information qu'ils contenaient. L'information était exacte et complète, mais le volume de données était considérable. De plus, chaque processeur écrivait un fichier indépendant.

Dans la même optique que ce qui a été abordé dans la section 5.3.1, j'ai mis en place un modèle visant à manipuler les données avant leur transfert. L'objectif est de sortir les données de l'arbre en se basant sur une notion de tableau de champs pour faciliter leur traitement. Dans ce nouveau modèle, seules les feuilles (les cellules non raffinées) sont écrites sur le disque ce qui permet de réduire le volume et la redondance des données.

Les champs sont maintenant traités individuellement (cf figure 5.10) et il est possible de choisir de les écrire ou non en fonction des besoins. Les champs sont séparés dans des fichiers distincts, et les processeurs écrivent conjointement dans le même fichier grâce à l'utilisation de la librairie HDF5. Le nombre total de fichiers ne dépend plus du nombre de processeurs sur lequel a tourné la simulation. Lors d'un transfert entre machines, il est possible de ne rapatrier que les données nécessaires, et ainsi économiser du temps et de la bande passante.

Malgré la quantité de données réduite, le temps passé dans la fonction de sortie n'en est que très peu affecté. Le gain réalisé au moment

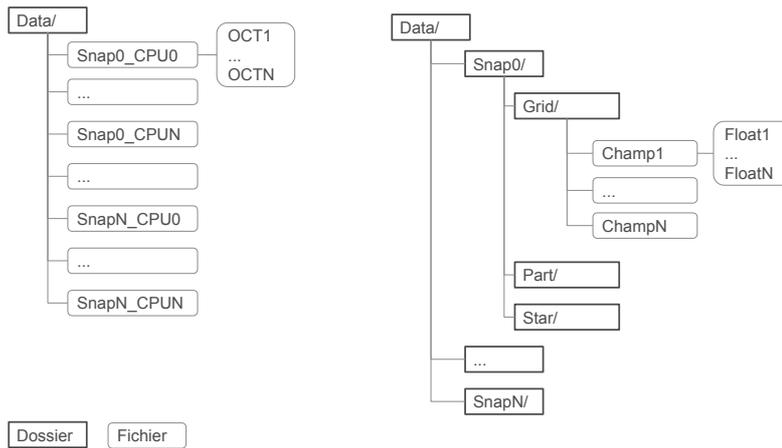


FIGURE 5.10 – Différence entre ancienne gestion des données à gauche et nouvelle version à droite. Une meilleure hiérarchisation facilite l'accès aux données .

de l'écriture se fait au prix d'une charge de calculs supplémentaires due à l'extraction des données de l'arbre. Par contre, un gain appréciable est réalisé au moment de l'analyse des données.

Troisième partie

ÉTUDE DE L'INFLUENCE DE LA
COMPOSANTE STELLAIRE DANS LES
SIMULATIONS DE L'ÉPOQUE DE
RÉIONISATION

Cette partie est liée à la publication présentée en annexe [b](#).

"Radiation and supernovae feedback during the epoch of reionization with EMMA"

Nicolas Deparis, Dominique Aubert, Pierre Ocvirk et Nicolas Gillet. Soumis à MNRAS.

Ainsi qu'au proceeding de conférence présenté en annexe [e](#).

"Stellar feedback during the reionization with EMMA"

Nicolas Deparis. SF2A-2016.

MISE EN PLACE D'UN MODÈLE DE FORMATION ET D'ÉVOLUTION STELLAIRE

Dans les parties précédentes nous avons présenté quelles étaient les différentes physiques à l'œuvre dans les simulations de la réionisation et la façon dont elles sont modélisées numériquement. Il manque encore une composante essentielle au problème qui est la modélisation des sources de rayonnement ionisant. Comme nous avons vu en introduction (cf section 2), il existe deux types de sources, les étoiles et les quasars. Dans la suite de cette étude, je n'ai considéré que la partie stellaire sans me préoccuper des quasars. Dans cette section je vais présenter le modèle de formation stellaire que j'ai développé, ainsi que son implémentation dans EMMA et sa calibration. Nous allons définir les différentes phases de la vie d'une étoile, et ses différentes évolutions possibles. Nous verrons comment les contraintes imposées par les échelles cosmologiques que l'on cherche à étudier vont imposer certains choix au niveau numérique. Une attention particulière sera mise sur la modélisation des supernovæ, puisque une étude comparative entre deux modèles d'injection d'énergie suivra. Lors de cette comparaison, il s'est avéré que dans nos modèles, les supernovæ étaient capable de réguler le SFR, sans changer l'histoire de la réionisation. Ce chapitre fait écho à la publication présentée en annexe b.

6.1 CONSIDÉRATIONS DE RÉOLUTION

Une des difficultés majeures dans les simulations de la réionisation, est l'impossibilité d'obtenir des résolutions suffisantes pour suivre la formation des sources de rayonnement individuellement, tout en simulant un volume suffisamment important. Actuellement les simulations de l'EoR capables de suivre un volume d'Univers de l'ordre de $(100\text{Mpc})^3$ atteignent un résolution de l'ordre du kilo-parsec. Or les échelles de formation stellaire sont de l'ordre de l'unité astronomique, soit un facteur $\approx 10^8$ plus petit. Il est donc actuellement impossible de résoudre les deux extrêmes du spectre d'échelles spatiales. Il est nécessaire de créer un modèle qui va tenter de prendre en compte au mieux la physique non résolue. Ce type de modèle est appelé modèle *sous-grille*. Dans le cas présent le modèle sous-grille consiste à

transformer une partie du gaz en particule stellaire, cette particule ne représentant pas une étoile mais une population stellaire de manière statistique. Toute la difficulté du modèle de formation stellaire sera de déterminer la façon dont est réalisée cette conversion. Malgré tout, nous verrons qu'il est possible d'obtenir un modèle statistiquement viable à grande échelle assez facilement.

6.2 LA FORMATION STELLAIRE

Critère de Jeans

Les étoiles se forment au sein de nuages de gaz, par effondrement gravitationnel. Si les conditions sont réunies, cet effondrement ne s'arrête que quand les réactions thermonucléaires s'enclenchent et que le gaz forme une étoile. En première approximation, un nuage de gaz s'effondre, si le temps de chute libre :

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_g}} \propto \frac{1}{\sqrt{G\rho}}, \quad (6.1)$$

est inférieur au temps de réaction à une perturbation. Considérant que cette perturbation est d'origine mécanique, le temps de réaction sera équivalent au temps de traversée du nuage par une onde sonore :

$$t_{\text{sound}} = \frac{R}{c_s}, \quad (6.2)$$

avec R la taille du nuage et c_s la vitesse du son dans ce nuage. Si le temps de réaction est plus long que le temps de chute libre

$$t_{\text{ff}} < t_{\text{sound}}, \quad (6.3)$$

alors le milieu n'a pas le temps de résister et le nuage s'effondre sur lui même. t_{ff} fait intervenir la densité, plus le milieu est dense plus il aura tendance à s'effondrer sur lui même. Et de l'autre côté intervient aussi la vitesse du son c_s , elle même dépendante de la température ($c_s \propto \sqrt{T}$) : plus le gaz sera chaud, plus le nuage va résister à son effondrement.

Localisation des zones de formation stellaire

Il est admis que les étoiles se forment dans les nuages d'hydrogène moléculaire (voir eg KRUMHOLZ, DEKEL et MCKEE, 2012). Ces nuages se trouvent eux même dans des zones suffisamment denses pour que des molécules puissent se former. En pratique dans EMMA, la physique de l'hydrogène moléculaire n'est pas encore prise en compte, et les zones autorisées à former des étoiles sont localisées à l'aide d'un

seuil en densité. Toutes les cellules plus denses qu'un certain seuil sont autorisées à créer des particules stellaires .

$$\text{flag} = \begin{cases} \text{True}, & \text{if } \rho > \rho_{\text{thresh}} \\ \text{False}, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (6.4)$$

Ce type de critère est utilisé par la grande majorité des codes de simulations cosmologiques (KAY et al., 2002). Cette densité de seuil ρ_{thresh} peut être définie arbitrairement, et comme toute densité, elle est dépendante de la résolution. De plus il est possible de définir une densité en unités physiques ou en unités comobiles (voir section 4.4). Un seuil en densité physique sera plus représentatif de ce qui se passe réellement. Mais à haut redshift, la densité était importante en tout points, et un seuil en unités comobiles est utile pour limiter l'apparition des premières étoiles à un redshift donné. En pratique on pourra définir ces deux seuils, et le seuil final sera le plus contraignant des deux.

$$\rho_{\text{thresh}} = \max(\delta_{\text{in}} \bar{\rho}, \rho_{\text{in}} a^3) \quad (6.5)$$

ou δ_{in} et ρ_{in} sont respectivement les paramètres de surdensité et de densité physique. δ_{in} est exprimé en unités comobiles et est donc constant dans le temps en unités du code, ρ_{in} est exprimé en unités physiques (en atomes par mètre cube), sa valeur évolue dans le temps du point de vue des unités du code (cf section 4.4).

La loi de Schmidt-Kennicutt

Maintenant que nous avons défini où former des étoiles, il nous faut en calculer la quantité à former. SCHMIDT, 1959 propose que le SFR d'une galaxie évolue comme une fonction de la densité de gaz dans cette galaxie, et plus précisément comme une loi de puissance. KENNICUTT, 1998 mesure cette loi pour des galaxies extérieures à la Voie Lactée en fonction de leurs densités surfaciques observées.

Cette relation, nommée loi de Schmidt-Kennicutt a la forme :

$$\Sigma_{\text{SFR}} = (2.5 \pm 0.7) \times 10^{-4} \left(\frac{\Sigma_{\text{gas}}}{1 M_{\odot} \text{pc}^{-2}} \right)^{1.4 \pm 0.15} \quad (6.6)$$

Il est toutefois nécessaire de mentionner que ce modèle n'est valable qu'aux échelles de l'ordre du kiloparsec, correspondant à la résolution des simulations réalisées par la suite.

Le taux de formation stellaire s'exprime généralement en $M_{\odot} \cdot \text{cMpc}^{-3} \cdot \text{yr}^{-1}$ Ce qui est homogène à une densité divisée par un temps. En pratique on divisera ρ_{g} la densité locale de gaz par le

temps de chute libre (equation 6.1), qui est en théorie le temps nécessaire à un nuage de gaz pour s'effondrer si il n'y avait aucune résistance. Au final, le SFR prend la forme :

$$\text{SFR} = \epsilon_{sf} \frac{\rho_g}{t_{ff}} \propto \rho_g^{1.5} \quad (6.7)$$

avec ϵ_{sf} le paramètre d'efficacité de formation stellaire. Il est également possible de considérer le temps caractéristique de formation stellaire :

$$t_{sf} = \frac{t_{ff}}{\epsilon_{sf}}, \quad (6.8)$$

Observationnellement, la formation stellaire est relativement inefficace et t_{sf} est de l'ordre de quelques milliards d'années menant à un ϵ_{sf} de l'ordre du % (KRUMHOLZ, DEKEL et MCKEE, 2012). Ceci est dû à des phénomènes complexes comme la turbulence ou les champs magnétiques qui ont une importance prépondérante aux échelles de l'unité astronomique (voir par exemple FEDERRATH, 2015).

Implémentation

A partir du taux de formation, on obtient la masse de gaz à convertir en étoiles dans chaque cellule en multipliant par dv le volume de la cellule en question et dt le pas de temps entre deux passage dans la fonction de formation stellaire :

$$M_{star} = \text{SFR} \cdot dv \cdot dt. \quad (6.9)$$

Nous avons donc à ce stade la masse totale de gaz à convertir en étoiles. Il devient rapidement coûteux de générer pour chaque cellule éligible, et à chaque pas de temps, une nouvelle particule stellaire (le nombre de particules peut rapidement exploser). Nous adoptons une approche probabiliste. Nous définissons une masse d'étoile m_{star} qui correspondra à notre "quanta stellaire". Toutes les étoiles auront donc la même masse et cette masse est calculée d'une manière comparable à celle d'une particule de matière noire. La masse d'une étoile correspond à la masse moyenne de gaz dans une cellule d'un certain niveau :

$$m_{star} = M_{DM} \frac{\Omega_b}{\Omega_m} \cdot 2^{-3L}, \quad (6.10)$$

où M_{DM} est la masse d'une particule de matière noire et L le niveau pouvant varier du niveau de base à plusieurs niveaux raffinés.

Le nombre de quanta à ajouter est ensuite tiré aléatoirement dans une loi de Poisson (RASERA et TEYSSIER, 2006).

$$P(N) = \frac{\lambda^N}{N!} e^{-\lambda} \quad (6.11)$$

Où λ correspond au nombre de particules moyen à créer dans la cellule :

$$\lambda = \frac{M_{\text{star}}}{m_{\text{star}}} \quad (6.12)$$

On obtiendra au final N_{star} le nombre de quanta de masse d'étoiles à créer.

En pratique j'ai implémenté deux méthodes de transformations. Si $N_{\text{star}} > 1$ il est possible de créer :

- N_{star} particules ayant chacune une masse m_{star} .
- une seule particule de masse $N_{\text{star}} \cdot m_{\text{star}}$.

Dans le premier cas le nombre de particules sera plus élevé et la résolution stellaire meilleure, mais en contrepartie le coût numérique sera plus important. Le choix de la méthode est laissé à l'utilisateur et dépend de la situation. Dans tous les cas la masse est conservée et la quantité de masse convertie est limitée au maximum à 90% de la masse totale de gaz initialement présente dans la cellule, pour éviter que la formation stellaire ne puisse vider la totalité du gaz de la cellule.

Quelques détails techniques

En pratique la création d'une particule stellaire consistera à prendre une nouvelle particule vierge dans la réserve (cf section 3.2.2.4), ajouter ce nouveau maillon à la liste chaînée de particule de la cellule et initialiser cette nouvelle particule.

- La position sera choisie aléatoirement au sein de la cellule. La vitesse correspondra à la vitesse du gaz au moment de leur création à laquelle on ajoutera une composante avec une direction aléatoire et une amplitude aléatoirement comprise entre $\pm c_s$ la vitesse du son dans la cellule (RASERA et TEYSSIER, 2006). Ceci évitera à une cellule donnée de former, sur plusieurs pas de temps d'affilé plusieurs particules ayant toutes la même direction et la même vitesse, formant alors un effet de "collier".
- Contrairement aux particules de matière noire, les étoiles doivent conserver l'information sur leur instant de création.
- Il est utile d'associer un identifiant unique aux nouvelles particules pour pouvoir suivre leur évolution et les retrouver entre les différentes sorties. La technique la plus simple est d'associer la valeur d'un entier que l'on incrémente à chaque création d'une nouvelle particule. Du fait de la parallélisation cette incrémentation demande des communications à chaque création de particule. Pour minimiser les communications, la pratique retenue consiste à former toutes les particules de tous les processus, en leur assignant un identifiant caractéristique (eg -1) et d'assigner les identifiants finaux dans un second temps. Une fois les particules créées, chaque processus compte son nombre

de nouvelles particules et le transmet aux autres, ce qui permet d'allouer une plage d'identifiants par processus, et ainsi allouer les identifiants finaux.

6.3 LA PHASE RADIATIVE

Modèle de population stellaire

Une fois les étoiles formées, il est nécessaire de les faire rayonner. Dans notre modèle, une particule stellaire ne correspondra pas à une étoile unique mais sera représentatif d'une population. Les étoiles d'une population ayant des masses et des évolutions différentes, l'émission résultante sera la somme des contributions individuelles. Pour déterminer quel est le lien entre age, masse et luminosité d'une particule stellaire on utilisera un modèle de population stellaire. Il existe différents modèles dédiés à cette tâche, on peut citer entre autres :

- Starburst99 LEITHERER et al., 1999
- BRUZUAL et CHARLOT, 2003
- FSPS CONROY, GUNN et WHITE, 2009

À partir d'informations caractéristiques d'une population stellaire, comme sa masse totale, sa fonction de masse initiale ou Initial Mass Function (IMF) (voir section 6.3.2) ou sa métallicité, ces modèles retournent un spectre d'émission en fonction du temps (cf Fig 6.1). Le choix a été fait d'utiliser Starburst99, car en plus des spectres, il retourne plusieurs informations utiles au modèle comme l'énergie et la masse injectées par les supernovae (section 6.4.5). De plus Starburst99 possède une interface web rendant son utilisation aisée.

À partir des spectres obtenus avec Starburst99 (cf section 6.3.1), nous allons ne garder que la partie capable de ioniser l'hydrogène (toutes les longueurs d'onde plus courte que 912\AA) :

$$E_{\text{ion}(t)} = \int_{13.6\text{eV}}^{+\text{inf}} h\nu_{(t)} d\nu \quad (6.13)$$

En divisant l'énergie totale obtenue à partir de cette intégration par l'énergie moyenne des photons obtenue à partir des spectres (cf section 4.3.5), on obtient l'évolution du flux de photons ionisants, présentée sur la figure 6.2. Le profil obtenu présente un plateau d'émissivité constante suivie d'une rapide décroissance. Ce profil peut être raisonnablement approximé par :

$$S = \begin{cases} S_0, & \text{si } t < t_{\text{life}} \\ S_0 \cdot t^{-4}, & \text{si } t_{\text{life}} \leq t < 100t_{\text{life}} \\ 0, & \text{si } 100t_{\text{life}} \leq t \end{cases} \quad (6.14)$$

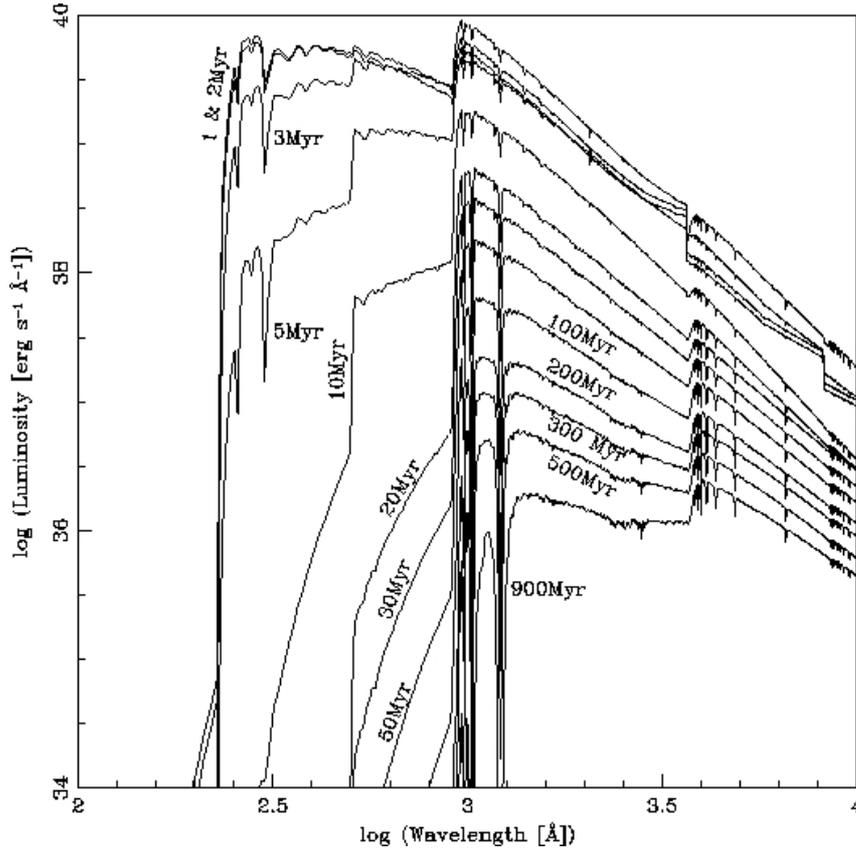


FIGURE 6.1 – Spectre d'émission d'une population stellaire généré par Starburst99. Ici avec les paramètres : $M_{\text{pop}} = 10^6 M_{\odot}$, IMF de Salpeter ($\alpha = 2.35$ et intégration de 1 à $100 M_{\odot}$)

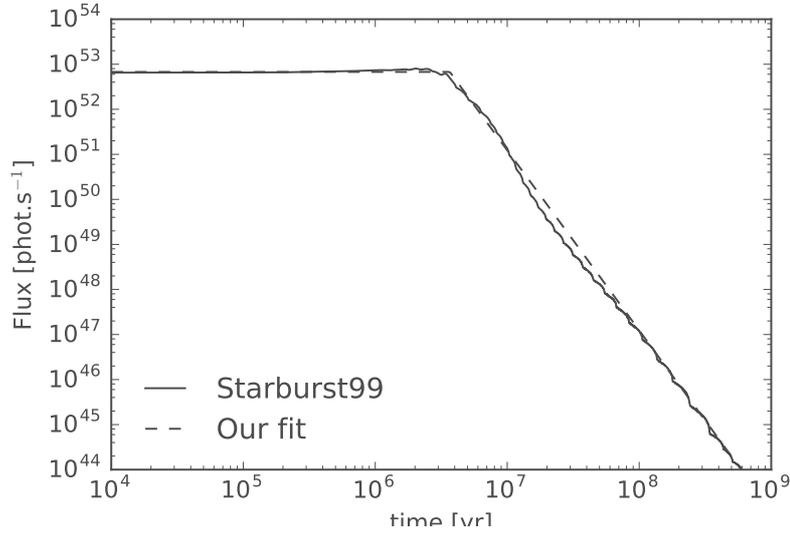


FIGURE 6.2 – Émissivité ionisante intégrée en fonction du temps pour une population de $M_{\text{pop}} = 10^6 M_{\odot}$. La population présente deux phases d'émissions, une phases constante suivie d'une rapide décroissance.

où t_{life} est défini comme étant l'âge de la population au moment du changement de régime. Par la suite nous utiliserons la valeur de $t_{\text{life}} = 3.7$ Myrs. Étant donnée la rapide décroissance en luminosité, les étoiles sont arbitrairement éteintes après $100 \cdot t_{\text{life}}$.

Le flux obtenu correspond au flux d'une population de $10^6 M_{\odot}$, ces valeurs seront pondérées au prorata de la masse de la particule stellaire : une particule de $10^5 M_{\odot}$ émettra simplement 10 fois moins de photons ionisants qu'une population de $10^6 M_{\odot}$.

Cette émissivité sera ensuite pondérée par f_{esc} un paramètre d'efficacité et S' l'énergie effectivement rayonnée dans la simulation ne sera qu'une partie de S l'énergie totale disponible : $S' = f_{\text{esc}} \cdot S$. Ce paramètre libre reflète l'impact d'une grande partie de la physique sous-grille sur le rayonnement. En effet, nous ne résolvons pas certains processus, comme par exemple l'absorption par la poussière, qui va empêcher le rayonnement de sortir de l'environnement de la population. Ce paramètre est analogue à une fraction d'échappement intrinsèque et ne doit pas être confondu avec la fraction d'échappement des galaxies que nous aborderons par la suite (voir section 7.3.4).

Fonction de masse initiale

Un paramètre central dans les modèles de populations stellaires est l'**IMF**, qui exprime la probabilité A de former une étoile d'une certaine masse m dans une population. Elle prend généralement la forme d'une loi de puissance :

$$A_{(m)} = a_0 \cdot m^{-\alpha}, \quad (6.15)$$

pouvant être caractérisée par des valeurs de α différentes, parfois avec plusieurs intervalles. Parmi les **IMF** plus connues il y a :

- SALPETER, 1955
- MILLER et SCALO, 1979
- KROUPA, 2001
- CHABRIER, 2003

Certains travaux (BROMM, 2013; CIARDI, FERRARA et WHITE, 2003) suggèrent que lors de la réionisation, la proportion d'étoiles massives était importante, j'ai donc utilisé par la suite une **IMF** Top-Heavy avec les caractéristiques suivantes :

$$\alpha = \begin{cases} 1.3 & \text{si } 0.1 < m/M_{\odot} \leq 0.5 \\ 2.3 & \text{si } 0.5 < m/M_{\odot} \leq 1 \\ 1.6 & \text{si } 1 < m/M_{\odot} \leq 100 \end{cases} \quad (6.16)$$

De plus, les premiers tests de calibrations, ont été réalisés avec une **IMF** de Salpeter, il s'est avéré que la quantité de rayonnement ionisant

était trop faible, même en utilisant une fraction d'échappement de 100%. L'utilisation d'une IMF Top-Heavy a permis d'augmenter la proportion d'étoiles massives et d'augmenter la quantité de rayonnement ionisant disponible, permettant ainsi l'utilisation d'une $f_{esc} < 1$.

Quelques détails techniques

En pratique, il faudra calculer l'émissivité pour toutes les cellules de la grille. Cette opération est simplifiée par l'utilisation de la liste chaînée de particules (cf section 3.2.2.4). En effet, on passera en revue toutes les cellules, et pour chaque cellule on passera en revue toutes ses particules. On testera alors si une particule est une étoile (la liste chaînée contient également les particules de matière noire), et si cette étoile est dans un stade où elle émet de l'énergie ionisante. Si c'est le cas, on calculera son émissivité et on injectera cette énergie sous forme de source dans l'équation 4.18.

6.4 LES SUPERNOVÆ

Les supernovae ont été introduites dans les simulations cosmologiques pour réduire l'effondrement du gaz sur lui-même. Sans l'introduction d'énergie dans le gaz par les supernovæ, le gaz s'effondre de manière importante et cela mène à un taux de formation stellaire trop important par rapport à ce qui est observé ainsi qu'à des tailles, rotation et géométrie des disques galactiques non conformes. Ce problème est connu sous le nom de "overcooling problem" (BENSON et al., 2003; BLANCHARD, VALLS-GABAUD et MAMON, 1992)

Dans cette section faisant également référence à la publication présentée en annexe b, nous allons aborder la modélisation des supernovæ dans les simulations cosmologiques. Je présenterai deux des modèles que j'ai implémentés, ainsi que les tests numériques qui vont permettre de les valider.

La mort d'une étoile massive

À la fin de la vie d'une étoile, l'équilibre entre la gravité et la pression est rompu et l'étoile s'effondre sur elle-même. Les étoiles de plus de $8M_{\odot}$ explosent alors en supernovae et injectent énormément d'énergie dans le milieu, de l'ordre de 10^{51} erg par explosion.

Après l'explosion d'une supernovae, il en résulte une onde de choc qui va se propager dans le milieu environnant. L'évolution du front d'onde a lieu en plusieurs phases (BLONDIN et al., 1998; CHEVALIER, 1974), on en distinguera principalement deux :

- Expansion adiabatique. Dans cette phase l'énergie cinétique est conservée, le choc est violent et le gaz n'a pas le temps de perdre de l'énergie par rayonnement, le front d'onde est suffisamment

rapide pour que la dissipation d'énergie par rayonnement soit négligeable.

- Snowplow. Dans cette phase, le choc a suffisamment ralenti pour que le gaz commence à dissiper de l'énergie par rayonnement. Il se forme un bourrelet de compression dans lequel le gaz est poussé, comme dans le cas d'un chasse neige. Les pertes par rayonnement deviennent importantes et l'énergie cinétique n'est plus conservée.

Dans les lieux de formation stellaire, les étoiles ne sont pas isolées, mais apparaissent ensemble au sein d'un même nuage de gaz. L'effondrement gravitationnel du nuage mène à créer une génération d'étoiles en un court laps de temps. Toutes ces étoiles vont mourir dans un court délai et les différentes supernovæ vont injecter de l'énergie dans le milieu en même temps. Les différentes ondes de chocs vont se cumuler et la résultante va mener à la création d'une bulle de gaz chaud pouvant englober les galaxies. On appelle ces régions des superbubbles (voir eg KELLER et al., 2014 ; KIM, OSTRIKER et RAILEANU, 2017 ; TOMISAKA et IKEUCHI, 1986).

La façon de gérer les supernovæ sera donc fonction de l'échelle que l'on considère. Dans des simulations détaillées de galaxies, il sera nécessaire de résoudre la phase adiabatique des explosions d'étoiles individuelles. Dans les simulations cosmologiques de la réionisation qui nous intéressent ici, l'intérêt sera plus porté sur la phase snowplow des superbubbles.

Mes Implémentations

Voyons à présent comment modéliser ces explosions. Je vais présenter dans les prochaines sections deux modèles d'injection d'énergie dans le gaz que j'ai implémenté dans EMMA.

Modèle thermique

Le modèle thermique consiste à injecter l'énergie de l'explosion sous forme d'énergie interne :

$$E^{t+1} = E^t + E_{SN}, \quad (6.17)$$

où E_{SN} représente l'énergie apportée par les supernovæ.

En pratique le choix a été fait de travailler sur la pression, elle est modifiée de la manière suivante :

$$p^{0+} = p^{0-} + E_{SN} \cdot (\gamma - 1) \quad (6.18)$$

où γ l'indice adiabatique du gaz.

L'injection d'énergie va donc résulter en une augmentation de la pression dans la cellule et le gaz sera mis en mouvement par conver-

sion de l'énergie interne en énergie cinétique. L'avantage de cette méthode est que l'injection ne nécessite la modification que d'une seule cellule. Cependant elle est connue pour avoir de fortes pertes d'énergie dans le cas où le refroidissement est autorisé (NAVARRO et WHITE, 1993).

Modèle cinétique

Le modèle cinétique a pour objectif de court-circuiter le conversion entre énergie interne et énergie cinétique en modifiant directement cette dernière. Il consiste à modifier directement la vitesse du gaz autour de l'explosion. Il n'est plus possible ici de ne modifier qu'une seule cellule, et plus le nombre de cellules dont la vitesse sera modifiée autour de l'explosion sera important, meilleure en sera la sphéricité de l'onde choc. Le choix a été fait de limiter le nombre de cellules utilisées à 8 correspondant à 1 oct de la structure AMR d'EMMA (voir figure 6.3). Ceci à deux conséquences. Premièrement la recherche de voisins est réduite à l'exploration de l'OCT parent de la cellule où a lieu l'explosion, le coût numérique est donc réduit à son strict minimum (voir section 3.2.4). Deuxièmement, un OCT ne peut pas être divisé entre les domaines, ce qui assure que l'explosion a lieu au sein d'un processus unique et permet d'éviter les communications.

En pratique l'énergie de l'explosion sera uniformément répartie sur les 8 cellules de l'OCT, ainsi chaque cellule recevra :

$$e_{SN} = E_{SN}/8. \quad (6.19)$$

Cette énergie est utilisée pour changer la vitesse du gaz de chaque cellule en utilisant :

$$\Delta \vec{v}_{gas} = \sqrt{\frac{2e_{SN}}{\rho_g \cdot dV}} \vec{u}, \quad (6.20)$$

où dV est le volume des cellules recevant l'énergie et les vecteurs \vec{u} sont les directions radiales au centre de l'OCT présentés sur la figure 6.3.

Retour de masse

Les deux modèles présentés ici ont la possibilité de retourner une fraction de la masse de la particule dans le milieu environnant après l'explosion. La totalité de la masse éjectée sera retournée dans une cellule dans le cas du modèle thermique, ou uniformément distribuée dans les 8 cellules de l'OCT dans le cas du modèle cinétique. En pratique la densité de la cellule sera modifiée :

$$\rho^{0+} = \rho^{0-} + \frac{M_{SN}}{dV}. \quad (6.21)$$

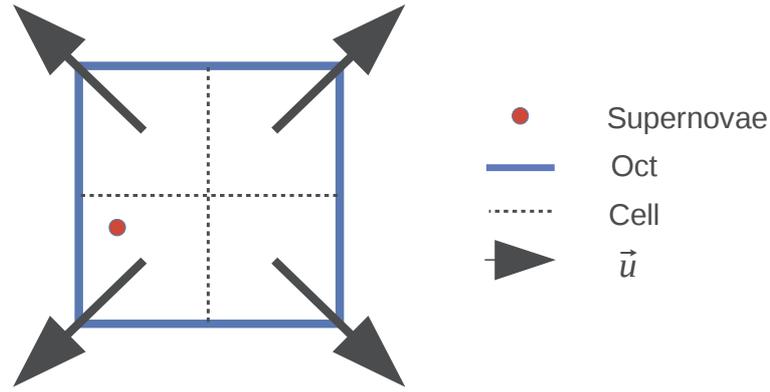


FIGURE 6.3 – Avec le modèle d’injection d’énergie cinétique l’explosion a lieu au sein d’un OCT, et radialement au centre de celui-ci.

L’enrichissement en métaux n’est pas considéré actuellement, mais fait partie des améliorations planifiées.

Explosion de Sedov

Dans le but de tester l’implémentation des différents modèles d’injection d’énergie, je les ai soumis au test de Sedov. Ce test est utilisé pour valider le cas d’une explosion idéale, possédant une solution analytique. Il consiste à relâcher instantanément une quantité d’énergie E_0 dans un milieu homogène d’indice adiabatique γ , de densité ρ_0 et de pression P_0 (ou de température T_0). Ce brusque changement dans l’état du système crée une discontinuité que le solveur va devoir gérer. SEDOV, 1959 a exprimé $r_{(t)}$ le rayon de l’explosion en fonction du temps :

$$r_{(t)} = \left(\frac{E_0}{\alpha \rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5} \quad (6.22)$$

Évolution temporelle

Ce premier test consiste à injecter l’énergie dans le milieu à l’aide de la méthode d’injection thermique dans une seule cellule et à suivre l’évolution du profil et de la position de l’onde de choc dans le temps.

La colonne de gauche de la figure 6.4 présente les profils radiaux de densité, de pression et de vitesse radiale à trois instants différents, comparés à la solution analytique. Le domaine est une grille régulière décomposée en 256^3 éléments de calcul où le raffinement n’est pas autorisé. On observe un très bon accord entre la simulation et la théorie, l’implémentation de la méthode d’injection d’énergie thermique est donc correcte et bien dimensionnée.

Comparaison des modèles

Le test présenté ici consiste à vérifier la validité de différentes méthodes d'injection, nous allons en comparer trois :

- l'injection thermique dans une cellule,
- l'injection thermique dans un cube de huit cellules,
- l'injection cinétique dans un cube de huit cellules.

Les trois simulations utilisent cette fois-ci un espace discret de 128^3 éléments, mais en autorisant le raffinement sur 3 niveaux. Dans le but de concentrer le raffinement sur le front de l'onde choc, le raffinement est effectué sur le gradient de densité : une cellule est raffinée si son gradient de densité est supérieur à un seuil donné (la valeur de ce seuil est déterminée de manière empirique).

La colonne de droite de la figure 6.4 présente les profils obtenus à un instant donné pour les différentes méthodes d'injection d'énergie et pour les différents champs. On observe que le front est bien situé à la même position indépendamment de la méthode et que les profils sont globalement identiques excepté quelques différences au centre.

Même si les profils radiaux moyens sont comparables, on observe des différences sur la forme de l'explosion. La figure 6.5 présente une coupe suivant l'axe z de la grille, contenant la cellule d'injection, pour les trois méthodes. Ces différences sont dues à la grille et à la façon dont les flux sont calculés. Dans le cas de l'injection thermique, les flux auront tendance à être suivant les axes principaux de la grille, donnant ce motif en forme de "+" bien particulier. Dans le cas de l'injection cinétique, les vitesses sont forcées à être dans des directions obliques, à 45° par rapport aux axes de la grille, donnant cette fois-ci une figure en forme de "x". Le panneau inférieur droit de la figure 6.5 présente le motif de raffinement obtenu pour le test d'injection thermique sur une cellule. Le motif de raffinement est similaire pour les trois simulations.

Calibration

La quantité d'énergie et de masse injectée est calibrée en utilisant les informations en sortie de Starburst99. Dans EMMA le modèle actuel ne considère pas la possibilité d'une explosion continue, avec un retour de masse ou d'énergie s'étalant dans le temps. L'injection est réalisée instantanément quand la quantité d'énergie théorique donnée par Starburst99 représente 50% de l'énergie totale. La comparaison entre les sorties de Starburst99 et le modèle implémenté est présenté sur la figure 6.6. Dans ce modèle, une particule stellaire de masse $M = 10^6 M_\odot$ injectera $E_{SN} = 9.7 \cdot 10^{11} \text{ J.kg}^{-1}$ et perdra 53% de sa masse dans le milieu environnant, 17.6 millions d'années après sa formation. On notera l'injection de l'énergie apportée par les super-

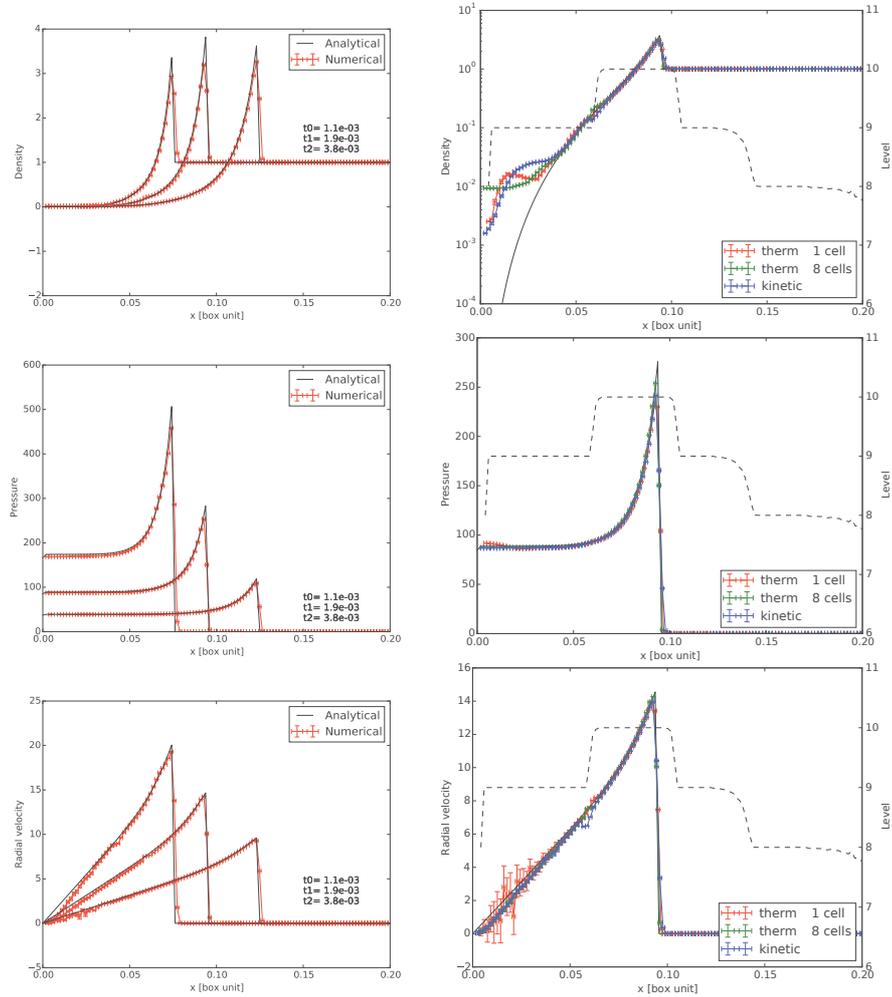


FIGURE 6.4 – Profils radiaux des différentes variables d'états lors du test de Sedov. La densité en haut, la pression au milieu et la vitesse radiale en bas. Colonne de gauche : Comparaison des profils à différents instants avec la méthode d'injection thermique. L'accord avec la théorie est excellent. Colonne de droite : Comparaison en fonction des méthodes d'injections. La position et la forme du front d'onde ne dépendent pas de la méthode d'injection utilisée.

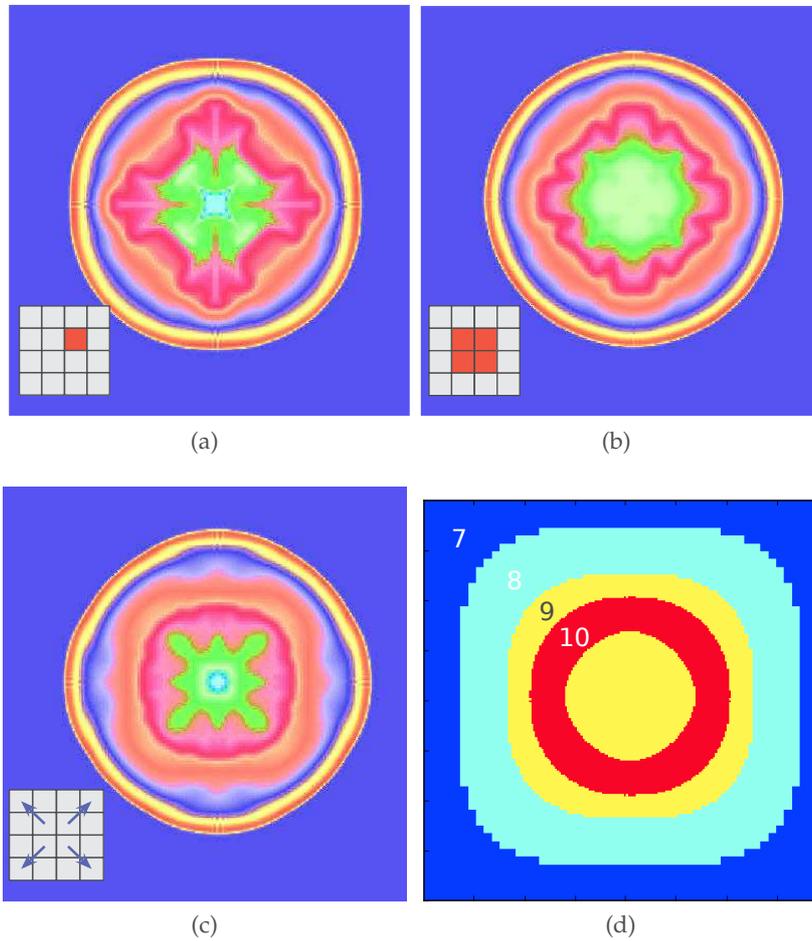


FIGURE 6.5 – Différents motifs d’explosions en fonction de la méthode d’injection. Chaque figure représente une tranche d’une cellule d’épaisseur contenant le site d’injection. (a), (b) et (c) représentent le champ de densité prit au même instant. Dans le but d’accentuer les différences la représentation utilise le logarithme de la densité avec une palette de couleur quantitative. À cause de la grille de calcul, il existe des axes privilégiés pour les flux, il en résulte des motifs en croix ou en losanges. La figure (d) représente les niveaux de raffinements, l’échelle est différente et le niveau 10 est aligné sur le front d’onde.

novae a lieu après un temps environ quatre fois plus grand que le temps de fin de vie radiatif ($t_{\text{life}} = 3.7\text{Myr}$).

De plus on introduira le rendement énergétique des supernovae ϵ_{SN} , ce paramètre libre sera appliqué à E_{SN} et sera utile pour calibrer l'impact de nos modèles. A l'instar du paramètre de fraction d'échappement intrinsèque du rayonnement (cf section 6.3) il contient une grande partie de la physique sous-grille qui n'est pas modélisée ici, comme la turbulence ou les champs magnétiques par exemple.

6.5 TESTS DU MODÈLE EN CONDITIONS DE PRODUCTION

L'objectif de cette section est de présenter quelques tests pour valider le modèle de formation et d'évolution stellaire développé dans les sections précédentes. Dans un premier temps, j'ai réalisé une série de simulations, avec pour objectif d'obtenir une SFH et un redshift de réionisation simulé en accord raisonnable avec les contraintes observationnelles.

Présentation des simulations

L'idée est d'étudier une série de simulations de taille relativement restreinte, servant d'échantillons, dans le but de mieux cerner l'impact du modèle stellaire dans les grandes simulations de la réionisation de type CoDa. Ces échantillons ont la même résolution spatiale et massique que la simulation CoDa I - AMR (voir section 9.1), et présentent l'avantage de pouvoir être exécutées en grand nombre et d'être bien plus manipulable.

Les paramètres communs à toutes les simulations qui vont suivre sont les suivants : elles représentent un volume de $(8 \cdot h^{-1} \text{cMpc})^3$ échantillonné par 256^3 éléments de résolution, ce qui mène à une résolution en masse de $3.4 \cdot 10^6 M_{\odot}$ et une résolution spatiale de 46ckpc sur le niveau de base. La grille est raffinée en suivant une méthode semi-Lagrangienne (voir Sec. 3.2.3) avec une limite de résolution physique de 1 kpc, menant à l'ajout de 3 niveaux supplémentaires à $z = 6$. Les conditions initiales ont été générées avec MUSIC (HAHN et ABEL, 2011) avec une cosmologie de Planck (PLANCK COLLABORATION, 2016) : $\Omega_{\text{m}} = 0.3175$, $\Omega_{\text{v}} = 0.6825$, $\Omega_{\text{b}} = 0.0490$, $H_0 = 67.11$, $\sigma_8 = 0.830$. Les simulations commencent à redshift $z = 150$ et s'arrêtent à $z = 5$.

Test de formation stellaire

Une difficulté est qu'il existe une dégénérescence entre le seuil en densité et l'efficacité de formation stellaire. En effet, il semble a priori possible d'obtenir des résultats similaires en utilisant soit un seuil très

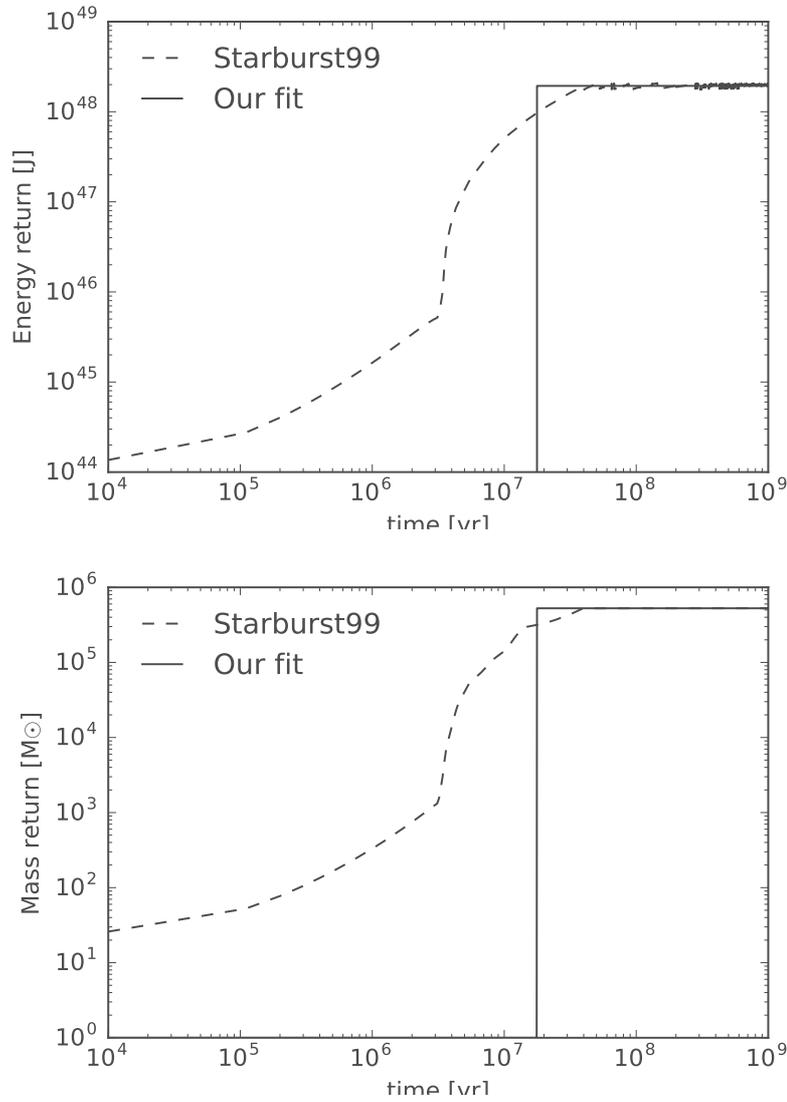


FIGURE 6.6 – Quantité d'énergie et de masse injectées par les supernovae. Comparaison entre le modèle théorique de Starburst99 et le modèle d'injection instantané implémenté dans EMMA.

permissif et une efficacité très faible, ou à l'inverse en ne formant des étoiles que dans les quelques cellules les plus denses avec une efficacité élevée. Dans la littérature un seuil en surdensité de $\delta_{in} = 50\bar{\rho}$ est régulièrement utilisé dans des simulations avec des résolutions comparables à celles-ci (OCVIRK et al., 2015; STINSON et al., 2006). L'utilisation d'un tel seuil en surdensité permet de bloquer simplement la formation stellaire à très haut redshift où le contraste de densité était faible. J'ai donc fixé ce seuil et ajusté l'efficacité en conséquence. Une valeur de 1% a été retenue ici. La figure 6.7 présente l'histoire de formation stellaire dans un volume de $(8 \cdot h^{-1} \text{cMpc})^3$ obtenue après calibration. Les contraintes observationnelles sont extraites de BOUWENS et al., 2015. Le couplage entre l'efficacité de formation stellaire et le feedback de supernovae est important (voir section 6.5.4.3), donc pour minimiser ces effets de couplage entre les générations successives d'étoiles les supernovae ne sont pas considérées ici. Les premières étoiles apparaissent autour du redshift $z \approx 14$, contraint par le paramètre de surdensité. On observe un saut dans la SFH autour de redshift $z = 10$ dû à l'enclenchement du dernier niveau de raffinement.

Avec ces paramètres, la SFH obtenue respecte les contraintes observationnelles. Cependant il faut garder à l'esprit que le volume physique représenté dans ces simulations est relativement modeste et que la variance cosmique peut avoir un effet important sur la SFH. En effet, le volume étant restreint, une partie des halos massifs représentant une part non négligeable du SFR total n'est pas présents dans ces simulations. La réalisation de simulations représentant des volumes plus grands et avec des paramètres identiques, mène à une augmentation de la SFH globale. De plus, avec l'introduction des supernovae, les effets de rétroactions peuvent être importants rendant complexes les calibrations. C'est pourquoi nous visons dans ces volumes à une reproduction raisonnable des contraintes sans lui accorder non plus une importance démesurée.

Test d'ionisation

Avec les paramètres déterminés par Starburst99 et une fraction d'échappement intrinsèque de 40%, j'obtiens l'histoire de réionisation présentée sur la figure 6.8. Cette histoire est comparable aux contraintes observationnelles déterminées par FAN et al., 2006. J'ai également pu vérifier à ce stade que l'introduction du rayonnement ionisant dans la simulation a peu d'impact sur la SFH cosmique. Ce qui permet de calibrer d'abord la SFH puis ensuite l'émissivité des sources.

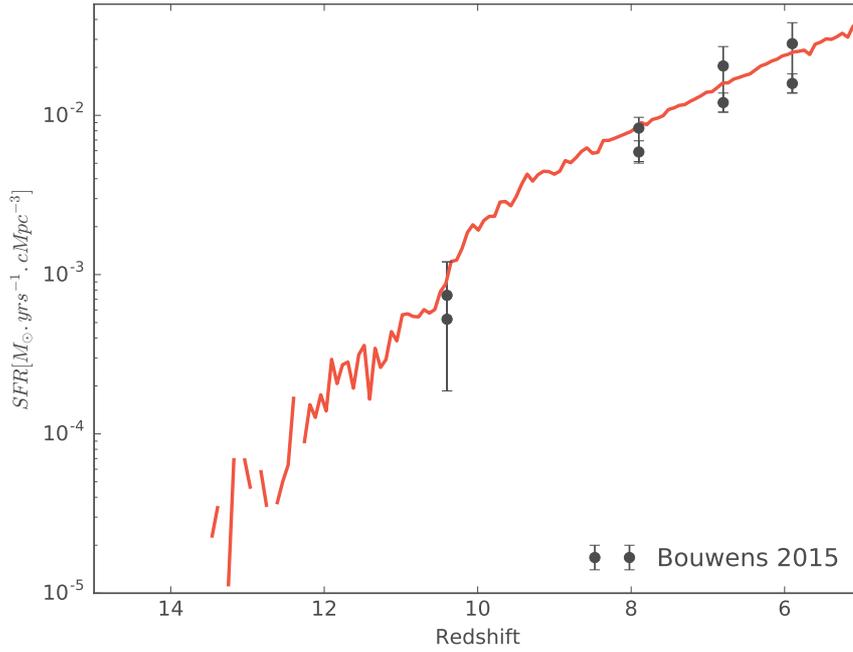


FIGURE 6.7 – Histoire de formation stellaire (SFH) d’une simulation de $(8/h \text{ cMpc})^3$. Il est possible d’obtenir une SFH qui respecte les contraintes observationnelles avec un modèle relativement simple.

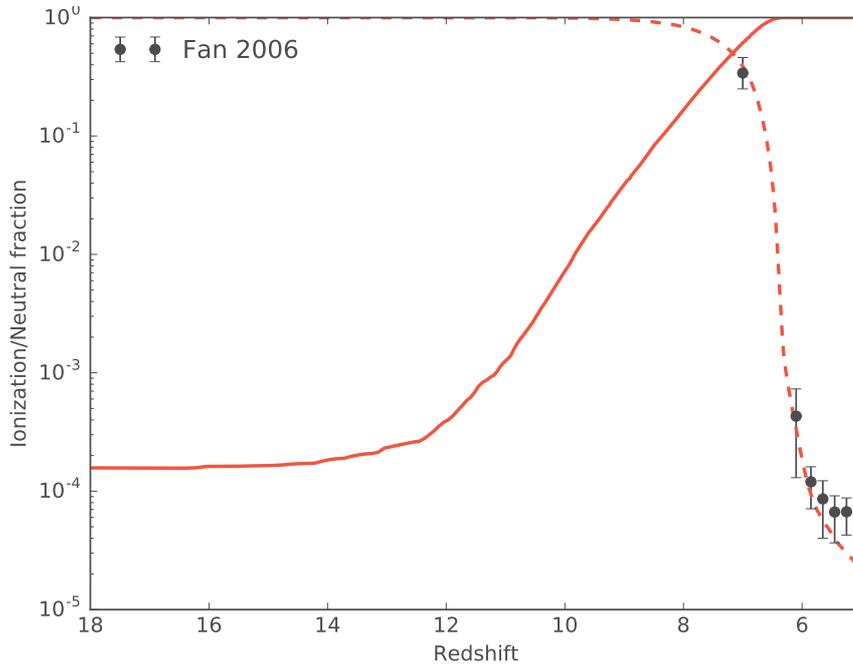


FIGURE 6.8 – Évolution de la fraction d’ionisation (traits plein) et de la fraction de neutre (tirets) dans la simulation présentée sur la figure 6.7. Après calibration de la fraction d’échappement intrinsèque, il est possible d’obtenir une histoire d’ionisation en accord avec les contraintes observationnelles.

Influence de la masse des particules stellaires

Durant mes calibrations, il s'est avéré que le paramètre de résolution de la masse des particules stellaires m_{star} avait une grande importance dans l'évolution de la fraction ionisée. Dans des simulations hydrodynamiques dédiées à l'étude de la formation des galaxies mais non spécialisées dans l'étude de l'EoR, ce paramètre n'a que peu d'importance. Il a une faible influence sur la formation stellaire globale (cf panneau de gauche de la figure 6.9). Dans le cas de simulations considérant les effets des sources ionisantes lors de l'EoR, ce paramètre aura également une influence sur la propagation du rayonnement. Même si ce paramètre n'a pas d'impact sur le SFR global, le taux d'ionisation moyen en est fortement dépendant (cf panneau de droite de la figure 6.9). Les particules stellaires massives mènent à un taux d'ionisation plus important. À l'inverse, plus la résolution stellaire est élevée, plus le volume réionise tard. Il s'agit ici d'un effet numérique : pour les plus petites particules stellaires le rayonnement se trouve piégé au sein des cellules les plus denses en gaz. Pour les petites particules, le rayonnement est dilué à la fois dans l'espace et dans le temps, alors que dans le cas d'une particule massive, une grosse quantité de rayonnement est injectée à un instant donné, la cellule est flashée et le rayonnement peut s'échapper. La difficulté sera de trouver un compromis entre :

- particules stellaires massives, permettant au rayonnement de sortir facilement des cellules au détriment d'une mauvaise résolution sur la formation stellaire
- et particules stellaires de faibles masses, générant une formation stellaire résolue même dans les petits halos mais menant à une réionisation plus difficile et une occupation mémoire plus importante. De plus, si la masse devient trop faible, les particules ne sont plus statistiquement représentatives d'une population. Dans les cas extrêmes, il pourrait devenir nécessaire de former des étoiles une par une en échantillonnant les masses individuellement à partir d'une IMF.

Dans la suite de cette étude, les étoiles seront relativement massives puisque $m_* \approx 7.7 \cdot 10^4 M_{\odot}$.

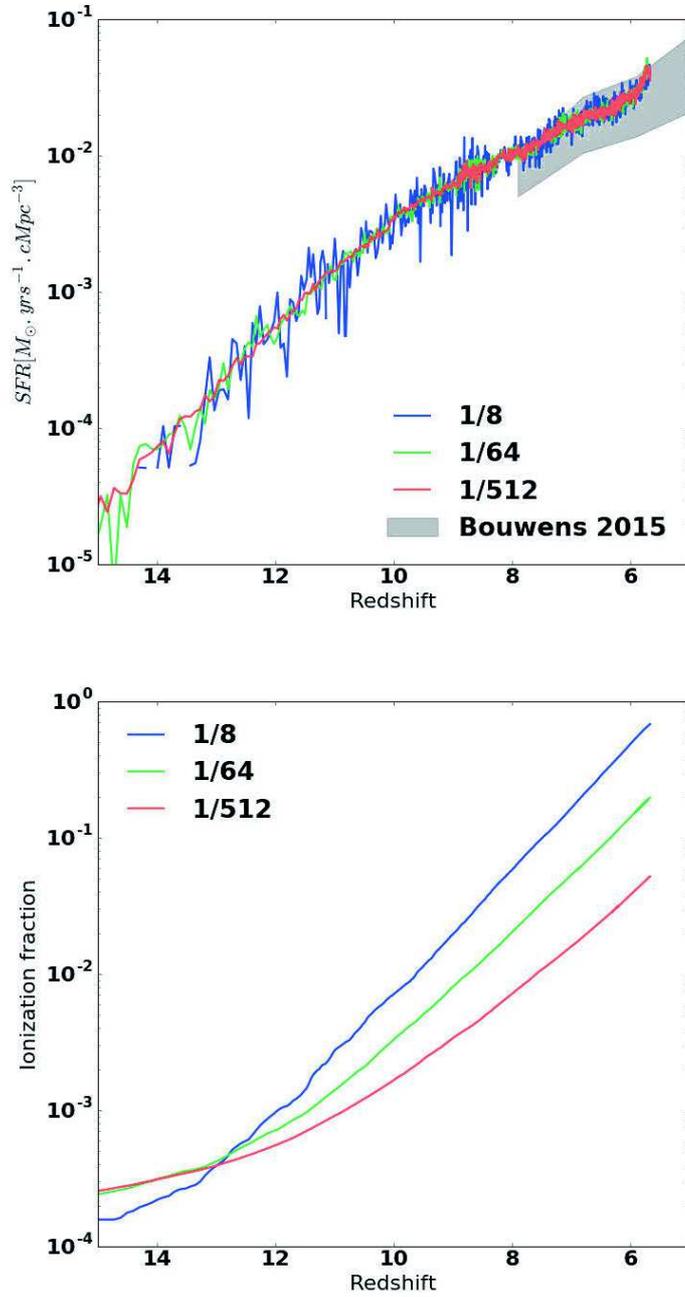


FIGURE 6.9 – En changeant le paramètre de résolution en masse des particules stellaires, la SFH cosmique moyenne reste constante mais l’histoire d’ionisation s’en trouve impactée.

*Tests du modèle de supernovæ**Influence de la méthode d'injection*

Le premier test consiste à essayer les différents modèles de feedback avec la même quantité d'énergie injectée, et à mesurer leurs impacts respectifs sur la SFH cosmique. Toutes les simulations qui vont suivre sont strictement identiques à l'exception de la méthode d'injection d'énergie. La figure 6.10 présente les résultats obtenus avec quatre simulations. Parmi ces simulations, il y en a :

- une sans rayonnement ni supernovæ (NoFEED),
- une sans supernovæ (NoSN),
- une avec supernovæ - modèle thermique (Thermal),
- une avec supernovæ - modèle cinétique (Kinetic).

Alors que les deux méthodes présentent des résultats similaires dans le cas idéal, la méthode d'injection cinétique a plus d'impact en conditions cosmologiques. À redshift $z = 6$, la méthode d'injection thermique diminue le SFR de moins d'un facteur 2 par rapport à la simulation sans radiation ni supernovæ, alors que la méthode cinétique le diminue d'un facteur environ 3. Ceci est dû à l'introduction de la physique du refroidissement. La méthode thermique repose sur le principe de conversion de l'énergie interne en énergie cinétique, et le refroidissement limite cette conversion en permettant d'importantes pertes par rayonnement. La méthode thermique est connue (NAVARRO et WHITE, 1993) pour subir d'importantes pertes d'énergie. La méthode cinétique outre-passe cette conversion et met directement le gaz en mouvement. Nous aurons donc tendance à préférer la méthode cinétique par la suite, vu que celle-ci est plus efficace pour mettre le gaz en mouvement à nos échelles.

Influence de la quantité d'énergie injectée

Le deuxième test consiste à utiliser la méthode cinétique et à varier la quantité d'énergie injectée via le paramètre ϵ_{SN} . La figure 6.11 présente les résultats obtenus. On y observe que plus on injecte d'énergie, plus le SFR instantané diminue. Ce qui est le comportement attendu puisque plus les supernovæ sont puissantes, plus les sur-densités de gaz sont "cassées", et donc il devient plus difficile de former de nouvelles étoiles.

Couplage entre feedback et efficacité de formation stellaire

Le couplage entre feedback et formation stellaire n'est pas clair et mérite d'être exploré. En effet, plus on forme d'étoiles et plus le feedback devient important, mais plus il y a de feedback, moins il est facile de former de nouvelles étoiles.

Le troisième test consiste à injecter une quantité donnée d'énergie par supernovæ, et à faire varier l'efficacité de formation stellaire.

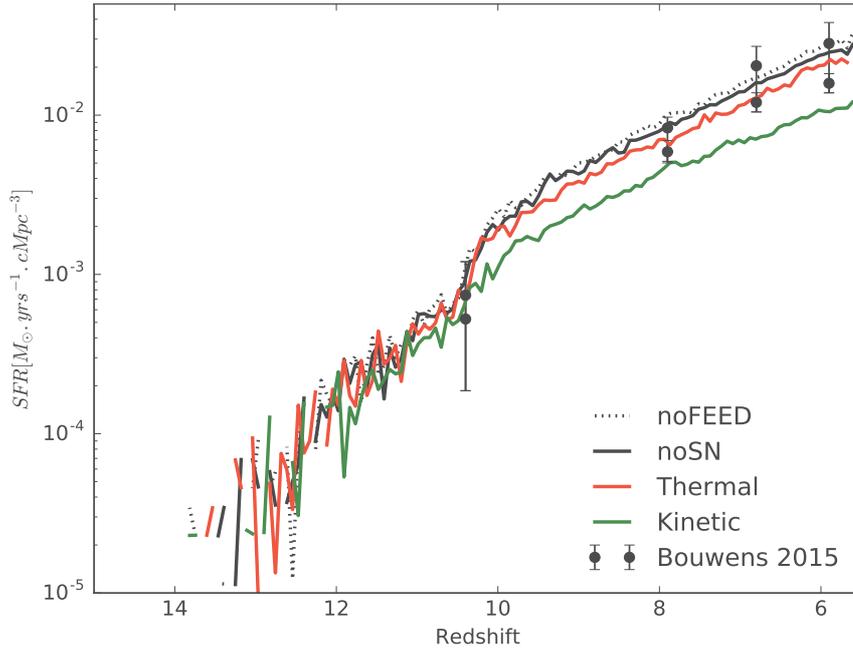


FIGURE 6.10 – SFH cosmique en fonction de la méthode d’injection d’énergie. Contrairement au test de Sedov, les différentes méthodes n’impactent pas le milieu de la même manière.

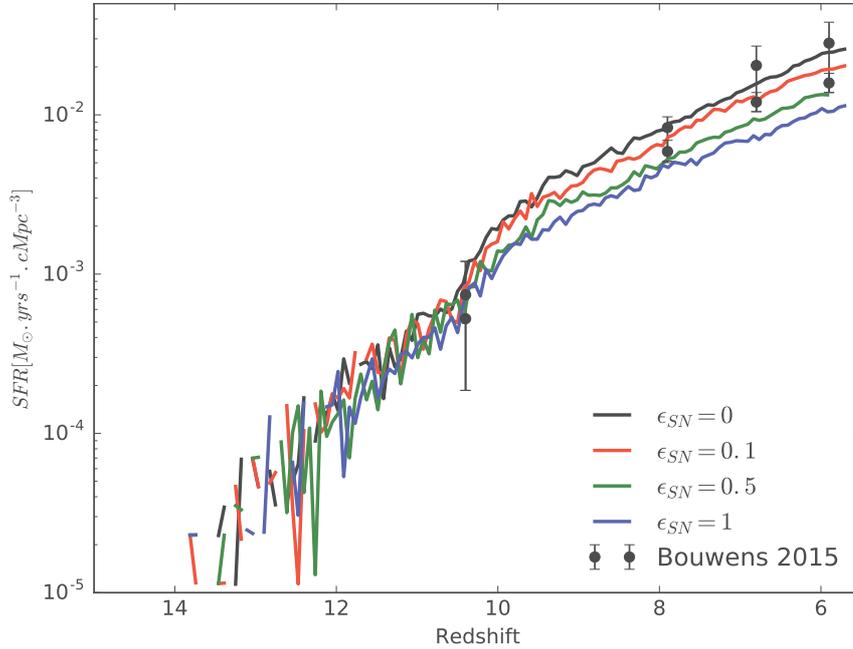


FIGURE 6.11 – SFH cosmique en fonction de la quantité d’énergie injectée. Plus la quantité d’énergie injectée est importante, plus le taux de formation stellaire diminue.

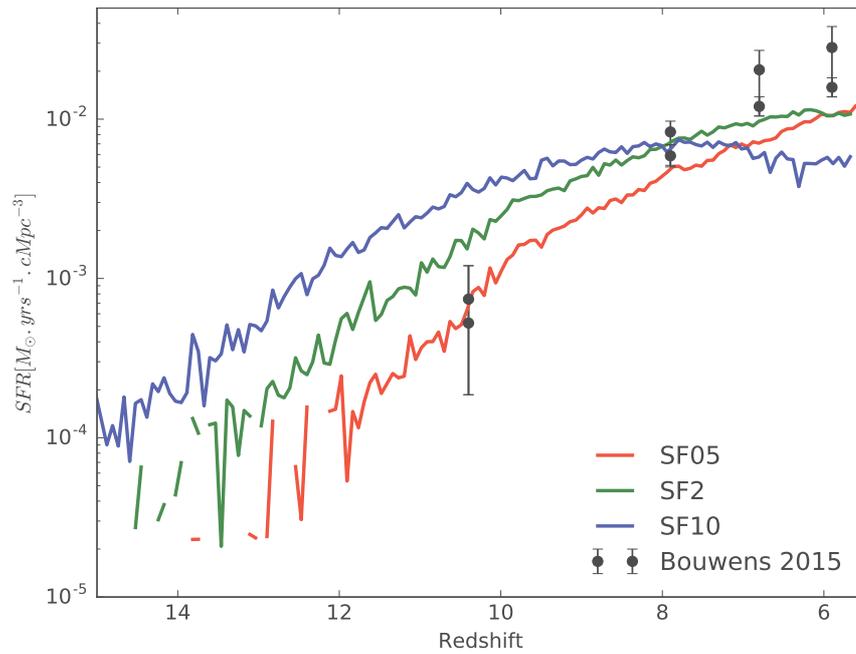


FIGURE 6.12 – SFH cosmique en fonction de l’efficacité de formation stellaire. (SF05 : $\epsilon_{SF} = 0.5\%$) Toutes les simulations utilisent la même méthode d’injection et la même quantité d’énergie. L’effet de rétro-action augmente avec le taux de formation stellaire.

L’idée est de tester si la diminution du SFR observée lors de l’injection d’énergie peut être compensée par l’augmentation de l’efficacité de formation stellaire. La figure 6.12 présente ce test pour trois efficacités de formation stellaire différentes, avec un modèle de feedback cinétique et un rendement énergétique de supernovae de $\epsilon_{SN} = 100\%$. On observe un fort couplage entre feedback et formation stellaire, à tel point que pour une efficacité de formation stellaire de 10% le feedback mène à une SFH décroissante. A feedback donné et pour le volume considéré il n’est donc pas possible de remonter arbitrairement le SFR en augmentant l’efficacité de formation stellaire, ce qui limite la dégénérescence entre ces deux paramètres.

INFLUENCE DE LA RÉTRO-ACTION STELLAIRE SUR LES PROPRIÉTÉS DES GALAXIES DANS LES SIMULATIONS DE LA RÉIONISATION

Une observation importante par rapport aux tests de la section 6.5.4 est qu'indépendamment de la méthode d'injection d'énergie l'histoire d'ionisation reste quasiment inchangée (cf figure 7.1) alors que le *SFR* est significativement impacté. Un effet similaire est observé en faisant varier la quantité d'énergie injectée par les supernovae. Cet effet est inattendu car si la quantité d'étoiles diminue, la quantité de rayonnement diminue d'autant, et donc la fonction d'ionisation globale devrait être impactée. Dans le but d'explorer cet effet, nous allons nous concentrer dans cette section sur une étude galaxie par galaxie.

Cette partie fait également référence à la publication présentée en annexe b et a pour objectif de présenter les méthodes de détection des galaxies, pour pouvoir ensuite mener une série d'études statistiques. Nous analyserons différentes propriétés des galaxies en fonction de la masse de leur halo hôte et nous nous intéresserons à des propriétés telle que la fraction de masse baryonique, le taux de formation stellaire, le taux d'éjection de matière en fonction des supernovæ, ou encore la fraction d'échappement du rayonnement.

7.1 ASSOCIATION HALOS - GALAXIES

Avant de pouvoir analyser les galaxies au sein d'une simulation, il est nécessaire de les détecter. Les galaxies étant situées au sein de halos de matière noire (cf sections 1.4 et 2.2), on détectera les halos dans un premier temps, puis on y associera ensuite la composante baryonique représentant les galaxies.

Pour la détection des halos, j'ai principalement utilisé l'algorithme Friend Of Friend (*FOF*) et plus particulièrement *pFOF* une de ses implémentations parallèle (ROY, BOUILLOT et RASERA, 2014) rendue compatible avec le format de données d'EMMA. *pFOF* lie les particules regroupées en surdensité, en cherchant de proche en proche les particules à une distance inférieure à une taille de lien caractéristique. Il retourne ensuite une liste de groupes de particules et une liste de positions déterminées par le centre de masse des particules de chaque halo. J'ai utilisé un paramètre de taille de lien caractéristique

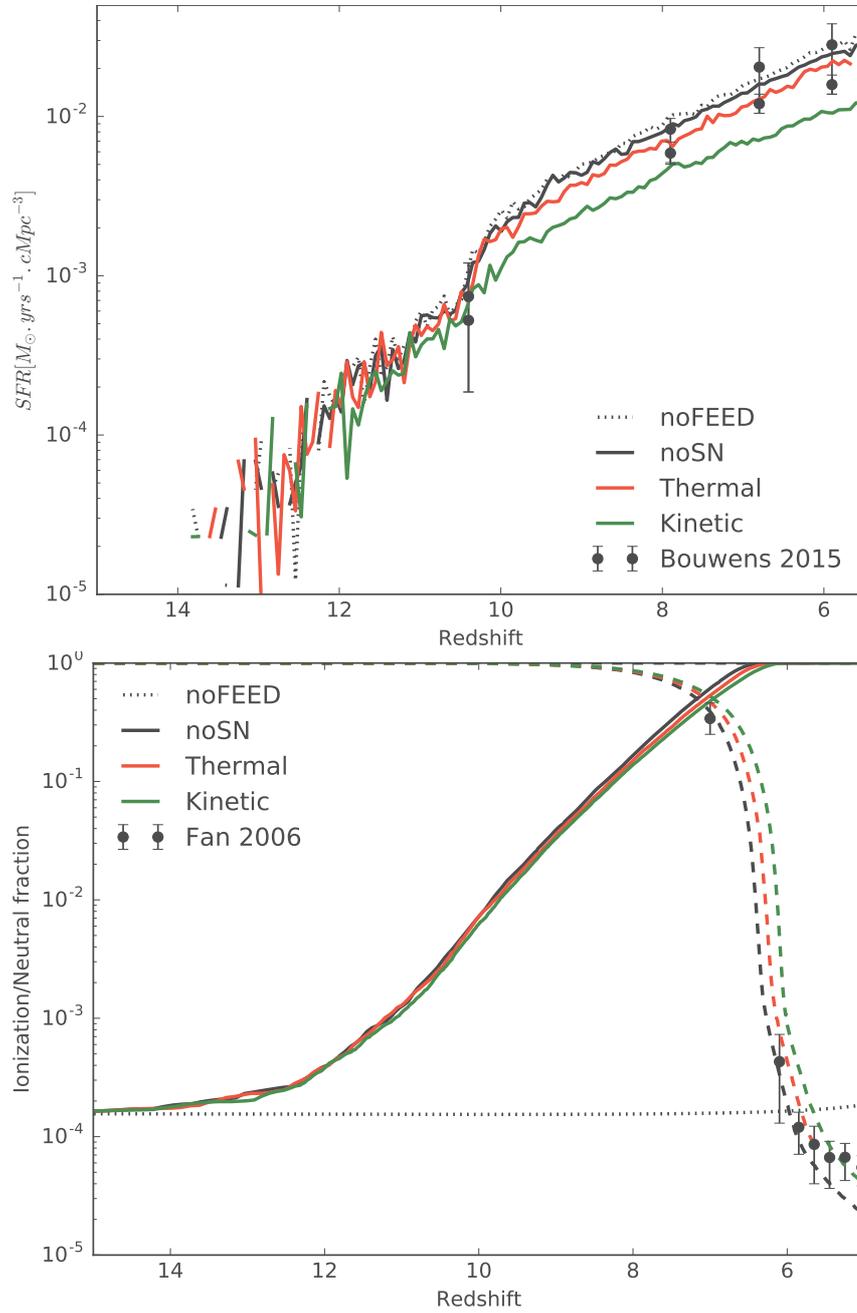


FIGURE 7.1 – Malgré une SFH différente, l’histoire d’ionisation est conservée en changeant la méthode d’injection d’énergie par les supernovae.

de valeur standard 0.2 fois la distante inter-particulaire moyenne et un nombre de particules minimum de 10 menant à la détection d'environ 20000 halos par simulation.

Association dans le R_{200}

La façon la plus directe pour déterminer l'étendue spatiale d'un halo consiste à utiliser l'approximation du R_{200} (NAVARRO, FRENK et WHITE, 1997). Elle consiste à considérer, autour du centre de masse, une sphère aillant une densité moyenne de 200 fois la densité moyenne de l'univers $\bar{\rho}$. Le R_{200} est défini comme :

$$R_{200} = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{M_{\text{FOF}}}{200\bar{\rho}} \right)^{1/3} \quad (7.1)$$

Nous avons à ce stade une position et une étendue pour chaque halo. On cherchera ensuite à y associer les baryons formant les galaxies. Pour se faire j'ai utilisé un KD-tree, un arbre permettant d'effectuer des recherches spatiales de manière optimisées. A l'aide d'un arbre généré sur les étoiles, j'ai associé à chaque halo toutes les étoiles à une distance inférieure à son R_{200} autour de son centre de masse. Comme il est également intéressant d'obtenir des informations sur les champs physique contenus dans la grille AMR, il sera possible d'utiliser un KD-tree sur la grille pour déterminer quelles sont les cellules qui se trouvent dans le R_{200} du halo. Il suffit pour cela de générer un arbre sur les centres des cellules. À ce stade nous avons donc la possibilité de connaître pour chaque halo toutes les grandeurs physiques comprises dans son R_{200} .

Le problème de la forme des halos

Il arrive que FOF ait certaines difficultés à séparer les différentes sous-parties d'une même surdensité. Par exemple, la figure 7.2 illustre particulièrement bien ce problème. Plusieurs halos sont en interaction à une distance inférieure à la longueur de lien et FOF les détecte comme un halo unique. Dans ce cas, le halo détecté est loin d'être sphérique, et l'approximation du R_{200} n'est pas valide.

Dans le but d'améliorer ces problèmes d'association avec la grille dans les halos fortement asphériques, j'ai développé une méthode consistant à rechercher toutes les cellules contenant au moins une particule du halo.

La figure 7.3 présente la comparaisons entre la détection des cellules par R_{200} et la méthode fine, pour le halo de la figure 7.2. La méthode fine associe la grille de manière bien plus précise que la méthode R_{200} . Cette méthode est évidemment bien plus longue qu'une simple recherche dans la sphere, et ne sera appliquée qu'aux halos les plus asphériques, ces derniers étant généralement les plus mas-

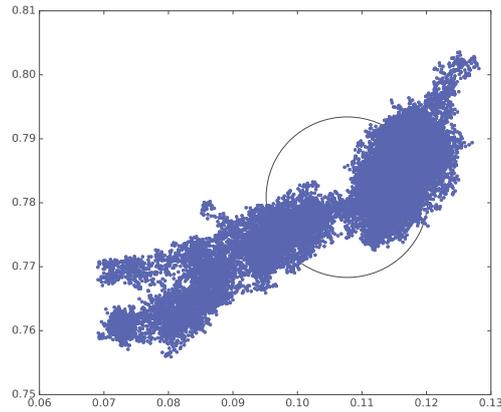


FIGURE 7.2 – La détection des halos par FOF peut être difficile à haut redshift car les structures peuvent être en interaction. Les points bleus représentent les particules de matière noire du halo détecté et le cercle le R_{200} associé.

sifs, puisque c'est l'association de plusieurs sur-densités qui mène à une forte dissymétrie.

Pour les petits halos, peu résolus, la taille des cellules peut être grande par rapport au R_{200} . Pour minimiser l'erreur commise, il est nécessaire d'estimer l'intersection entre le cube de la cellule et la sphère du halo. J'ai résolu ce problème géométrique en projetant la grille AMR sur une grille régulière de résolution arbitraire. Cette méthode permettra d'associer des sous-parties de cellules aux halos en approximant l'intersection avec la cellule et améliorera la précision globale de l'association (cf figure 7.4).

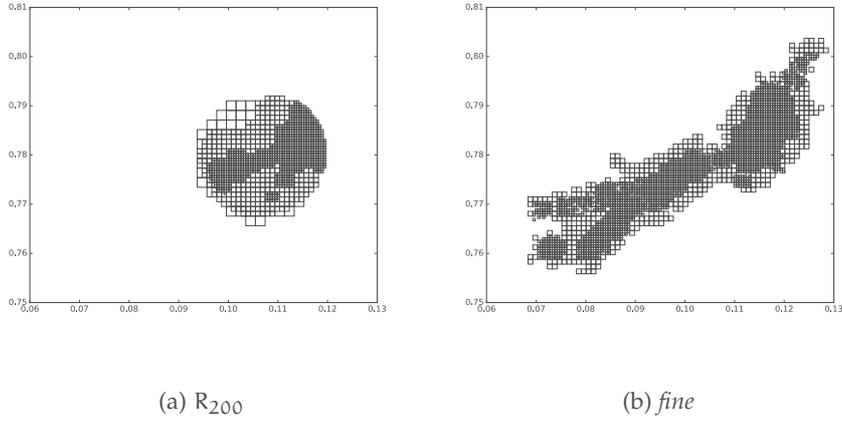


FIGURE 7.3 – Cellules associées au halo présenté sur la figure 7.2 dans le cas de l'estimation du R_{200} à gauche et dans le cas de la méthode "fine" à droite. Ce halo étant fortement asphérique l'approximation du R_{200} est peu représentative. La méthode "fine" respecte mieux les contours et améliore significativement l'association halo-grille.

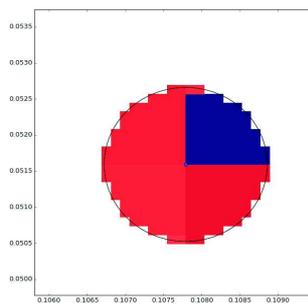


FIGURE 7.4 – Les plus petits halos peuvent avoir des tailles comparables aux cellules. Il est nécessaire d'estimer l'intersection cube/sphère.

7.2 ÉTUDE DE LA COMPOSITION DES HALOS EN FONCTION DU FEEDBACK DE SUPERNOVAE

A ce stade, nous avons défini la position et la taille de tous les halos et défini les galaxies par association. Nous pouvons étudier l'influence du feedback de supernovae sur différentes caractéristiques des galaxies. Les simulations analysées ici sont celles de la section 6.5.4.1.

Approche visuelle

Et première approche du problème, j'ai réalisé des cartes de champs, et simplement comparé visuellement la forme de quelques halos entre les simulations. La figure 7.5 présente le halo le plus massif ($M \approx 10^{11} M_{\odot}$) extrait des trois simulations avec rayonnement (cf section 6.4.2). On y observe que le modèle cinétique est capable de générer des bulles de gaz chaud significativement plus grandes que dans le cas du modèle thermique. De plus on observe dans le champ de densité des coquilles dues aux vents générés, autour du halo central dans le cas du modèle cinétique.

Les fonctions de masse

Sur la figure 7.6 sont présentées les fonction de masse des halos ou *HMF*, représentées ici en cumulative ($n > M$) et comparées à un modèle analytique (SHETH et TORMEN, 1999). On observe un léger décrochage de la *HMF* pour les plus petits halos ($M < 10^8 M_{\odot}$), ce décrochage est attendu et apparaît pour les halos résolus avec moins de 100 particules. Du côté des hautes masses, la *HMF* devient bruitée à partir de $M \approx 10^{10} M_{\odot}$, du fait de la taille restreinte des simulations analysées ($8 \cdot h^{-1} \text{cMpc}$)³. On notera que la *HMF* n'est pas impactée par le feedback de supernovae dans nos modèles.

La formation stellaire en fonction de la masse du halo

Connaissant à un instant donné les étoiles appartenant à chaque halo, il est possible de connaître leurs âges, et donc de déterminer l'histoire de formation stellaire de tous les halos. Nous nous intéressons ici au *SFR* à redshift $z = 6$. Comme il n'est pas possible de déterminer un taux instantané, le calcul sera réalisé sur les étoiles apparues dans une période de 10 Myrs. Le *SFR* d'un halo est défini comme :

$$\text{SFR}_{10}^{\text{halo}} = \frac{\sum M_{*} (r < R_{200}^{\text{halo}}; t < 10\text{Myr})}{10\text{Myr}}. \quad (7.2)$$

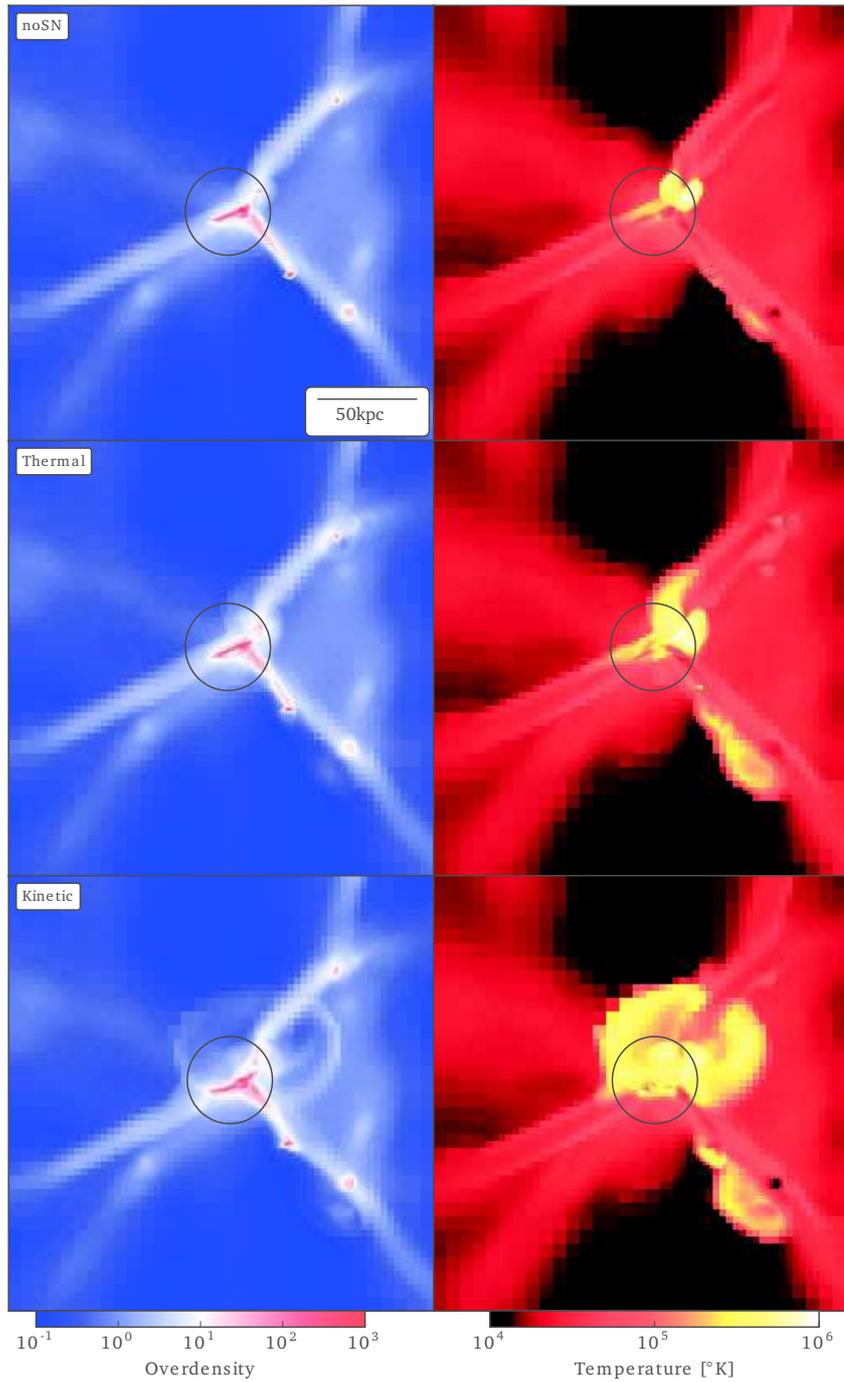


FIGURE 7.5 – Influence du modèle de supernovæ sur la distribution de densité et de température d'un halo. Le cercle représente le R_{200} . Le modèle cinétique permet la création de vents formant des coquilles autour du halo, et la région chaude est bien plus large que dans le cas du modèle thermique.

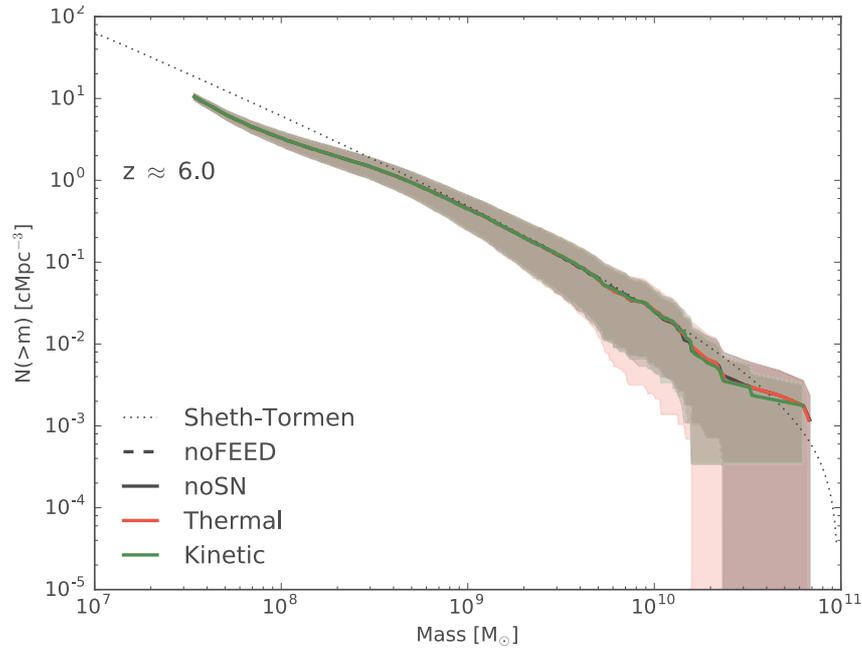


FIGURE 7.6 – Fonction de masse des halos (HMF) à $z = 6$ pour différents types de feedback de supernovae. Le feedback n'a pas d'influence directe sur la fonction de masse des halos

La formation stellaire peut être analysée de deux façons. Dans un cas l'objectif est de déterminer la SFR moyenne d'un halo en fonction de sa masse, dans l'autre on cherche à mesurer la contribution d'une classe de masse donnée à la SFR globale. Le lien entre les deux n'est autre que la HMF présentée à la section 7.2.2. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 7.7. On observe que pour le feedback cinétique, le SFR moyen est réduit pour les halos les plus lourds. Sur les courbes de SFR cumulé par classe de masse, on observe que les halos de masses $M \approx 10^{10} M_{\odot}$ contribuent le plus à la formation stellaire dans ces simulations. On remarquera également que la chute de SFR n'est pas franche aux grandes masses, et indique un problème de non convergence dans la taille des simulations. Si la HMF couvrait une gamme de masses plus large, elle chuterait assez rapidement pour couper le SFR cumulé des halos les plus massifs. Ces simulations présentent donc un manque au niveau des sources de photons les plus intenses.

La fraction baryonique

La fraction baryonique est une grandeur essentielle pour caractériser un halo. En effet, les baryons sont responsable de la formation stellaire, et donc de l'apparition des sources de rayonnement. De plus, le rayonnement n'interagit qu'avec les baryons : plus un halo aura de baryons, plus le rayonnement aura de difficultés à s'en échapper. La

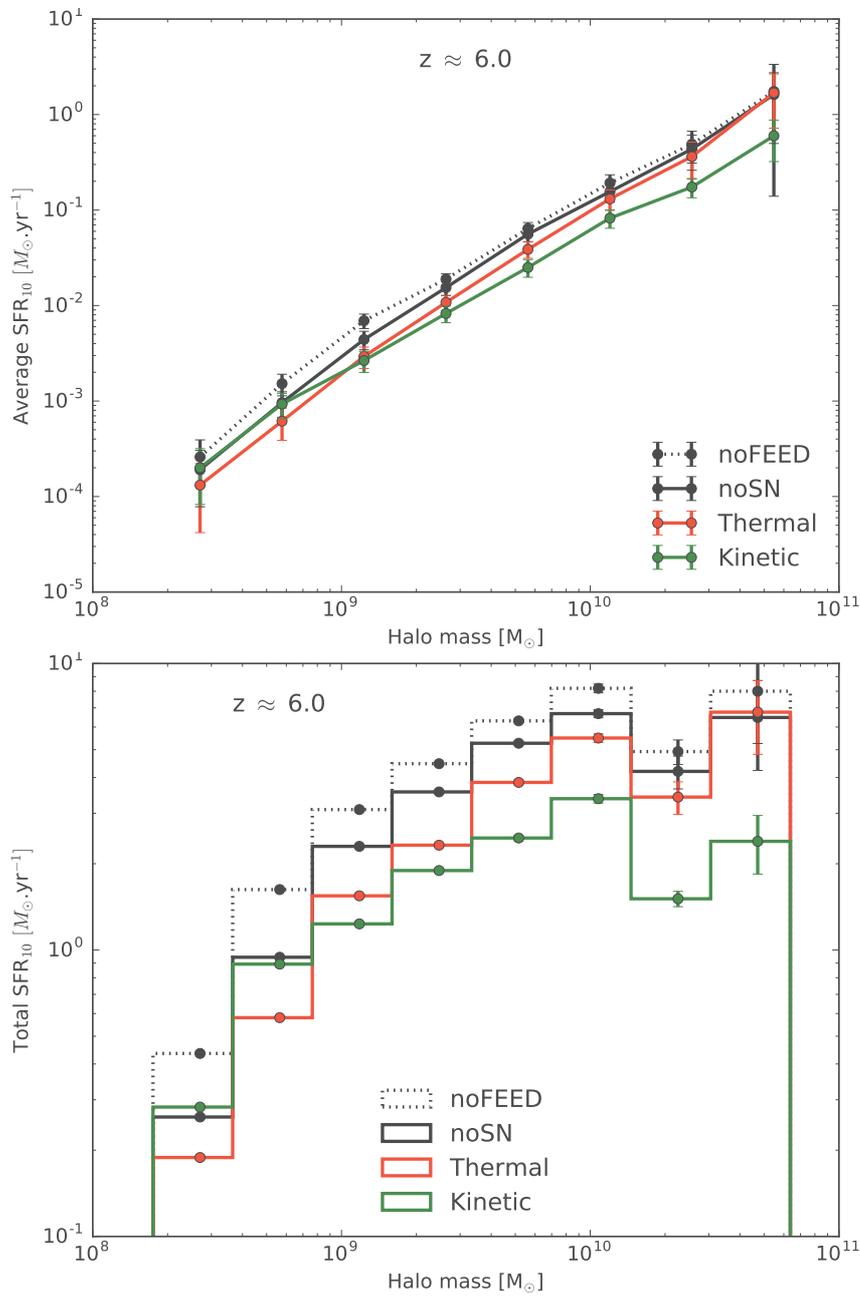


FIGURE 7.7 – SFR moyen en haut et total en bas en fonction de la masse du halo.

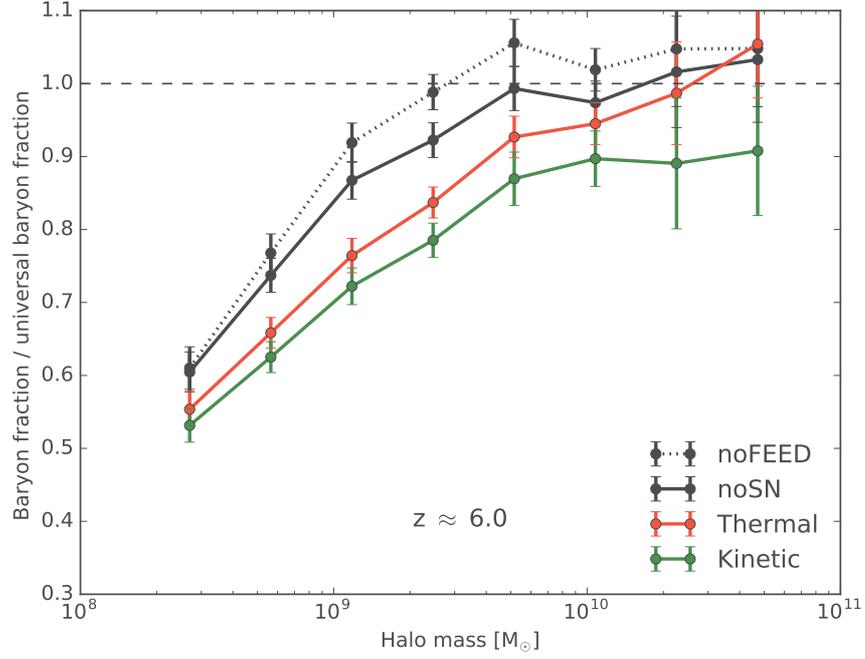


FIGURE 7.8 – Fraction baryonique en fonction de la masse du halo et des différentes méthodes de feedback.

fraction baryonique est définie comme étant le rapport de la masse de baryon contenue dans un halo sur la masse totale de ce halo :

$$f_b = \frac{M_* + M_{gas}}{M_{DM} + M_* + M_{gas}} \quad (7.3)$$

La figure 7.8 présente les résultats obtenus en unités de fraction baryonique universelle : $U_{bf} = \Omega_b / \Omega_m \approx 0,15$. L'association fine est utilisée. Sans feedback, les halos les plus massifs ont une fraction baryonique qui tend vers la fraction baryonique universelle. On observe une décroissance de la fraction baryonique avec le feedback. Cette décroissance est particulièrement marquée pour les halos les plus massifs avec le feedback cinétique. Comme nous avons vu (section 7.2.2) que la HMF n'est pas impactée par le feedback, la diminution de la fraction baryonique observée ici est en fait une diminution de la quantité de baryons dans les halos. Les baryons sont expulsés hors des halos par le feedback, ce qui conduit à un SFR réduit.

7.3 ÉTUDE DES HALOS À LEUR RAYON DU VIRIEL

Nous venons d’observer que le feedback de supernovae a un impact sur la composition interne des halos et nous avons interprété ce changement par une expulsion du gaz en dehors des halos. Nous cherchons ici à quantifier les flux entrants et sortants des halos en fonction de leurs masses. Je présenterai la méthodologie utilisée pour la détection des flux, ainsi que les résultats obtenus pour les flux hydrodynamiques. Dans le but de comprendre pourquoi l’histoire d’ionisation n’est pas impactée par le feedback, une étude similaire sera réalisée sur les flux radiatifs.

Healpix

Nous cherchons à déterminer les flux à la surface des halos. Par souci de simplicité, nous utiliserons l’approximation du R_{200} . Il faut donc discrétiser la sphère de rayon R_{200} autour de chaque halo. Cette discrétisation sera réalisée grâce à Healpix (GÓRSKI et al., 2005), un outil qui permet de répartir des points de manière régulière sur la sphère (c.f. figure 7.9). Par la suite, toutes les surfaces des halos seront discrétisées en utilisant 3072 points Healpix. Il est probable, pour les halos les plus petits, qu’une cellule puisse être associée à plusieurs points Healpix. Comme la surface associée à chaque point Healpix est la même, la pondération nécessaire pour la gestion des flux se fait automatiquement. Une fois la sphère générée, elle sera centrée sur la position du halo et redimensionnée de telle manière à ce que sa taille corresponde au R_{200} du halo en question. Puis, pour chaque point de la sphère Healpix, on effectuera une recherche de plus proche voisin à l’aide d’un KD-tree généré sur les centres des cellules, pour déterminer avec quelle cellule l’associer. Nous avons donc accès aux cellules correspondant à la surface du halo. Lors d’une analyse vectorielle (l’étude des flux par exemple) les vecteurs seront projetés sur la normale à la surface.

La vitesse du gaz au R_{200}

Dans le but de mettre en évidence l’efficacité des supernovæ à expulser le gaz des halos, j’ai quantifié la vitesse moyenne du gaz à la surface des halos, au niveau de leur R_{200} . Pour chaque halos, la vitesse moyenne des 3072 vitesses radiales obtenues est calculée. Par convention, la normale à la sphère pointe vers l’extérieur, les vitesses positives sont donc sortantes. Si la vitesse moyenne est positive, le halo perd de la matière baryonique, et sinon il en accrète. Les figures 7.10 et 7.11 représentent les résultats obtenus pour les quatre simulations de comparaison.

Dans le cas limite, la matière chute sur le halo à la vitesse de chute libre. A l’inverse, si de la matière est expulsée plus rapidement que

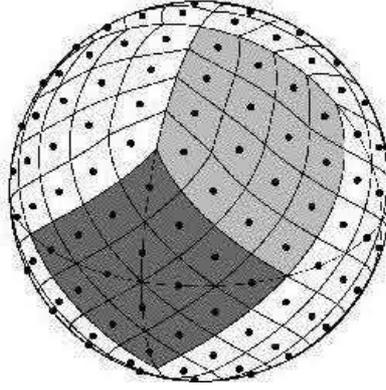


FIGURE 7.9 – Exemple de sphère HealPix. Toutes les cellules sont uniformément réparties et de surfaces identiques.

cette vitesse limite, elle n'est plus gravitationnellement liée au halo. Cette vitesse limite est représentée en tirets sur les figures et s'exprime :

$$v_{lim} = \pm \sqrt{\frac{2GM(r < R_{200})}{R_{200}}} \quad (7.4)$$

En absence de feedback, la quasi totalité des halos se trouvent sur cette relation limite. De part la nature collisionnelle des baryons, cette vitesse est une limite supérieure, le gaz accrété étant ralenti par le gaz initialement présent au sein du halo. Avec l'introduction du rayonnement (figure 7.10), il y a apparition d'une population de halos de faibles masses ($M < 10^8 M_{\odot}$) avec des vitesses moyennes positives. Le rayonnement est en mesure de générer des flux sortant, et donc de diminuer la fraction baryonique de cette classe de masse. Cette population ne possède pas d'étoile, ce qui suggère un effet provenant de l'extérieur des halos, en cohérence avec un photo-chauffage par le rayonnement de halos massifs environnants. La vitesse d'expulsion moyenne est significativement plus faible que la vitesse d'échappement (1 ou 2 ordres de grandeurs), le gaz est donc encore gravitationnellement lié aux halos et doit "retomber" sur ceux-ci. Ces flux sortants observés peuvent expliquer la coupure de formation stellaire par le rayonnement pour les halos de moins $10^9 M_{\odot}$ observée dans des précédents travaux (eg OCVIRK et al., 2015).

De plus dans la partie accrétante du diagramme on observe que la vitesse limite est globalement plus faible (la population s'est légèrement écartée de la ligne limite). Le photo-chauffage va limiter l'accrétion par effet thermique, le gaz au centre étant chauffé, la pression augmente et il oppose plus de résistance à l'effondrement des couches externes.

Avec l'introduction des supernovae (figure 7.11), il y a apparition d'une nouvelle population dans la partie haute du diagramme. Cette population possède des étoiles ce qui suggère un effet provenant de

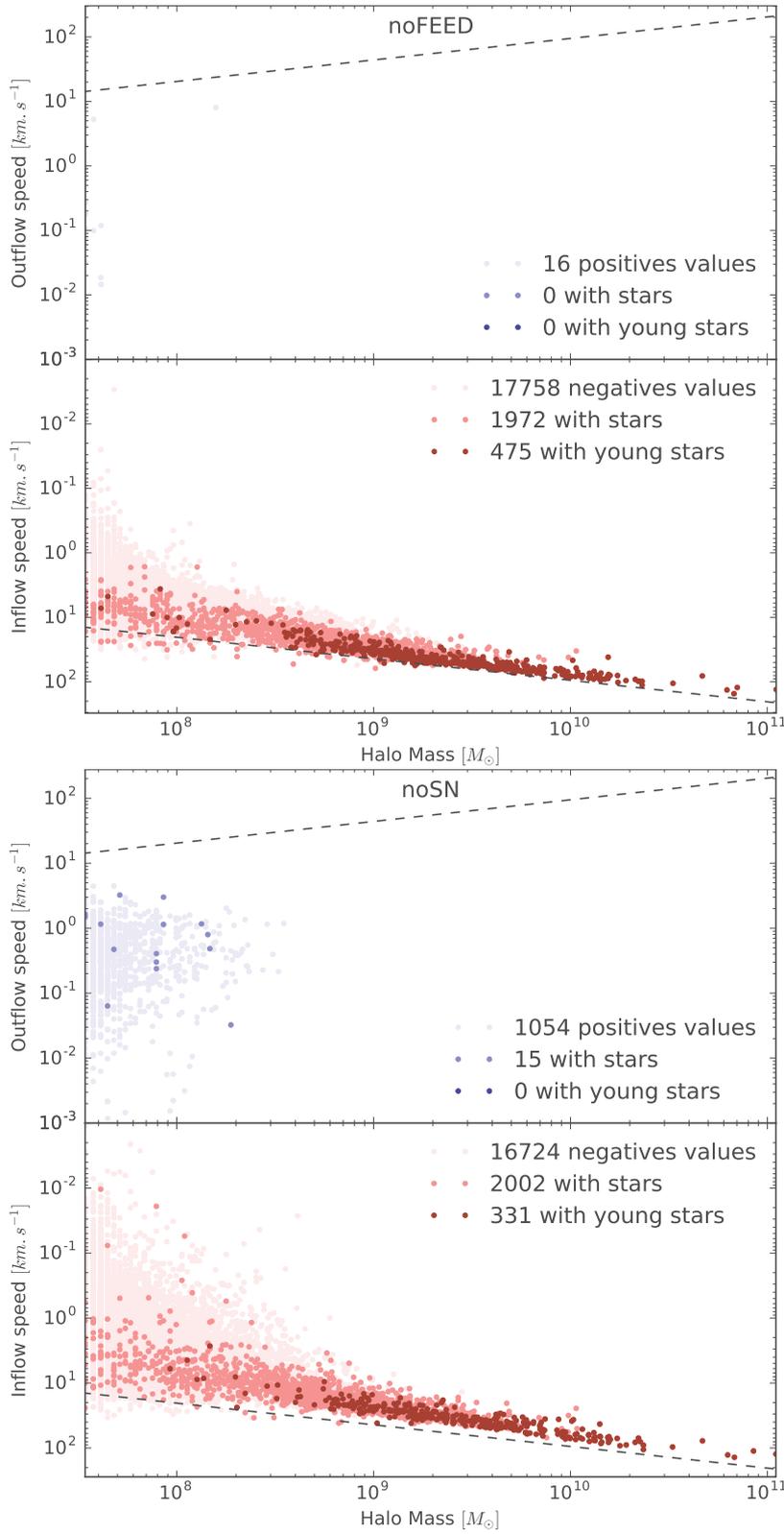


FIGURE 7.10 – Vitesse moyenne du gaz au R_{200} en fonction de la masse du halo. Les tirets représentent la vitesse de chute libre (cas négatif) et d'échappement (cas positif). L'introduction du rayonnement fait apparaître des flux sortants aux petites masses.

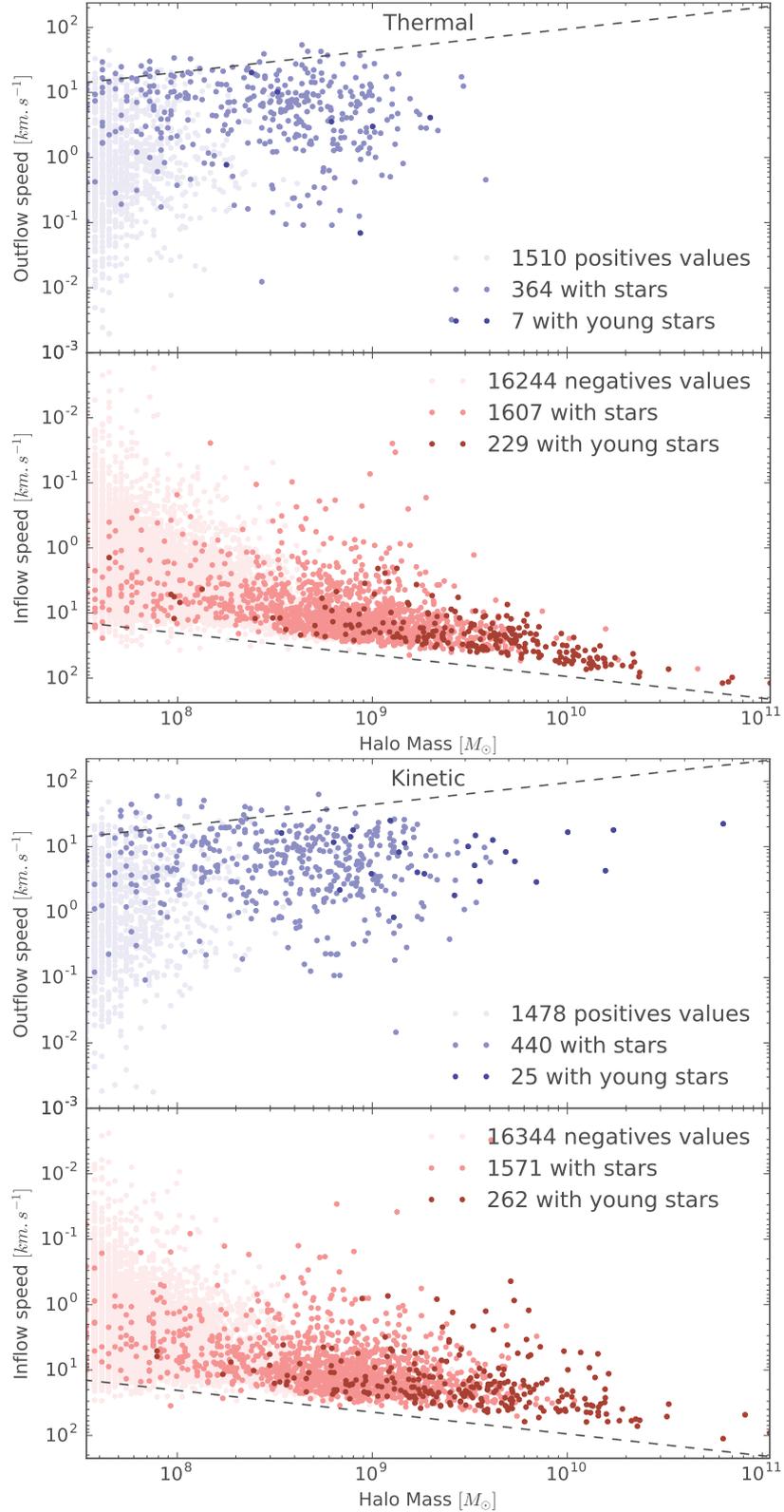


FIGURE 7.11 – Vitesse moyenne du gaz au R_{200} en fonction de la masse du halo. Les tirets représentent la vitesse de chute libre (cas négatif) et d'échappement (cas positif). L'introduction des supernovæ génère des flux sortants dans une population de halos avec des étoiles vieilles (ayant explosées en supernovæ). Le feedback cinétique est capable de générer des flux sortants pour des halos plus massifs que dans le cas du feedback thermique.

l'intérieur. On observe que les halos possédant des vitesses positives peuvent avoir des masses plus élevées que dans le cas du simple feedback radiatif. De plus, le feedback cinétique permet de générer des flux sortants sur des halos plus massifs que dans le cas du feedback thermique. Les vitesses moyennes sont proches de la vitesse d'échappement mais elles restent en quasi intégralité sous cette limite. Dans ces modèles de feedback, le gaz est expulsé des halos mais toujours gravitationnellement lié à eux. On mesure également une forte augmentation du bruit dans la population de halos avec des vitesses moyennes négatives : l'introduction d'énergie par les supernovae induit un brassage du gaz environnant les halos qui limite l'effondrement du gaz sur ceux-ci.

Le flux radiatif au R_{200}

Dans le but de mieux cerner comment une production de photons différente peut mener à une réionisation identique, l'objectif est ici d'étudier la quantité de rayonnement sortant des halos, au niveau de leur R_{200} . Cette étude va permettre déterminer si cette mesure est due à un effet interne ou externe aux halos. Comme dans ces simulations la lumière est décrite comme un fluide (cf section [section 4.3](#)), un travail identique à celui de la section précédente peut être réalisé sur les flux radiatifs. La figure [7.12](#) présente les résultats obtenus. On observe que seuls les halos avec des étoiles jeunes ont un flux radiatif sortant, que tous les halos de $M > 2 \cdot 10^9 M_{\odot}$ ont un flux radiatif sortant et que le flux est d'autant plus important que ceux-ci sont massifs. Il n'y a pas de différences notables, dans la façon dont le rayonnement s'échappe des halos, entre les différents types de feedback. Cette observation est en accord avec les mesures réalisées plus tôt, nous avons vu que l'évolution de la fraction ionisée ne dépend pas de méthode d'injection d'énergie malgré une importante variation du SFR. Nous observons ici que la quantité de photons s'échappant des halos ne dépend pas de la méthode d'injection. Le nombre de photons utiles à l'ionisation de l'IGM étant peu variable, cela explique pourquoi l'évolution de la fraction d'ionisée n'est pas impactée. Il doit donc y avoir un effet opérant entre les régions de formation stellaire internes aux halos et leurs R_{200} qui fait évoluer la fraction d'échappement des photons.

Les tirets représentent la masse d'un halo ayant un R_{200} de taille équivalente à la résolution radiative. En effet le transport des photons étant réalisé sur la grille de base (voir section [4.5.2](#)) la résolution est plus faible que pour l'hydrodynamique. Il a déjà été observé qu'une partie des halos de moins de quelques $10^9 M_{\odot}$ voyaient leurs SFR impactés par le rayonnement. Malheureusement, cette limite en résolution correspond aussi à la taille limite des halos présentant un flux net entrant. Des simulations à plus hautes résolutions sont néces-

saires pour déterminer si la limite en flux entrant n'est pas due à un effet de résolution. Cependant, tous les halos ayant des étoiles jeunes, même en dessous de cette limite, ont un flux sortant (points bleus foncés), et il existe une certaine continuité dans distribution de la population au passage de la limite de résolution (la pente est conservée). Ces effets sont donc malgré tout en faveur d'une résolution radiative suffisante.

Budget de photons

Connaissant les flux radiatifs des halos, il est possible de déterminer la répartition du budget de photons en fonction de la masse des halos. L'objectif est de déterminer quels sont les halos qui contribuent le plus à ioniser effectivement l'IGM dans les simulations. La figure 7.13 présente les résultats obtenus en faisant la somme des flux sortants de tous les halos d'une certaine classe de masses. Seuls les flux sortants sont considérés, le calcul est réalisé sur les 3072 points Healpix de tous les halos et non sur les moyennes globales calculées en section 7.3.2). Nous faisons ici la même constatation que précédemment, le budget de photons n'est globalement pas impacté par les supernovæ dans nos modèles. Dans ces simulations, ce sont les halos de masses autour de $10^{10} M_{\odot}$ qui contribuent le plus au budget de photons global. Il est intéressant de remarquer que à ce redshift ($z = 6$), cette gamme de masses de halos est représentative des galaxies de type Voie Lactée.

Comme il a été mentionné dans la section 7.2.3, cette gamme de masse de halos est à la limite d'être convergée du fait de la taille restreinte des simulations considérées ici. La décroissance observée dans le budget de photons pour ces masses est relativement faible et lors de la convergence une chute d'émissivité plus brutale est normalement attendue. Il est probable que dans des simulations plus grandes, disposant de halos plus massifs, le maximum du budget de photons soit décalé vers des masses plus importantes.

Fraction d'échappement

En comparant la quantité de photons produite au sein du halo au flux de rayonnement sortant, il est possible de quantifier une grandeur centrale dans l'étude de la réionisation : la fraction d'échappement des photons f_{esc} . La fraction d'échappement fait le lien entre ce qu'il est possible d'observer et la physique interne au halo. Nous avons vu que le taux de formation stellaire et donc le taux de production de photons, dépend du modèle de supernovæ (vois section 7.2.3). Mais nous avons vu que le flux de rayonnement sortant, lui ne dépend pas du modèle de supernovæ. La fraction d'échappement doit donc varier pour expliquer ce phénomène. Les f_{esc} obtenues

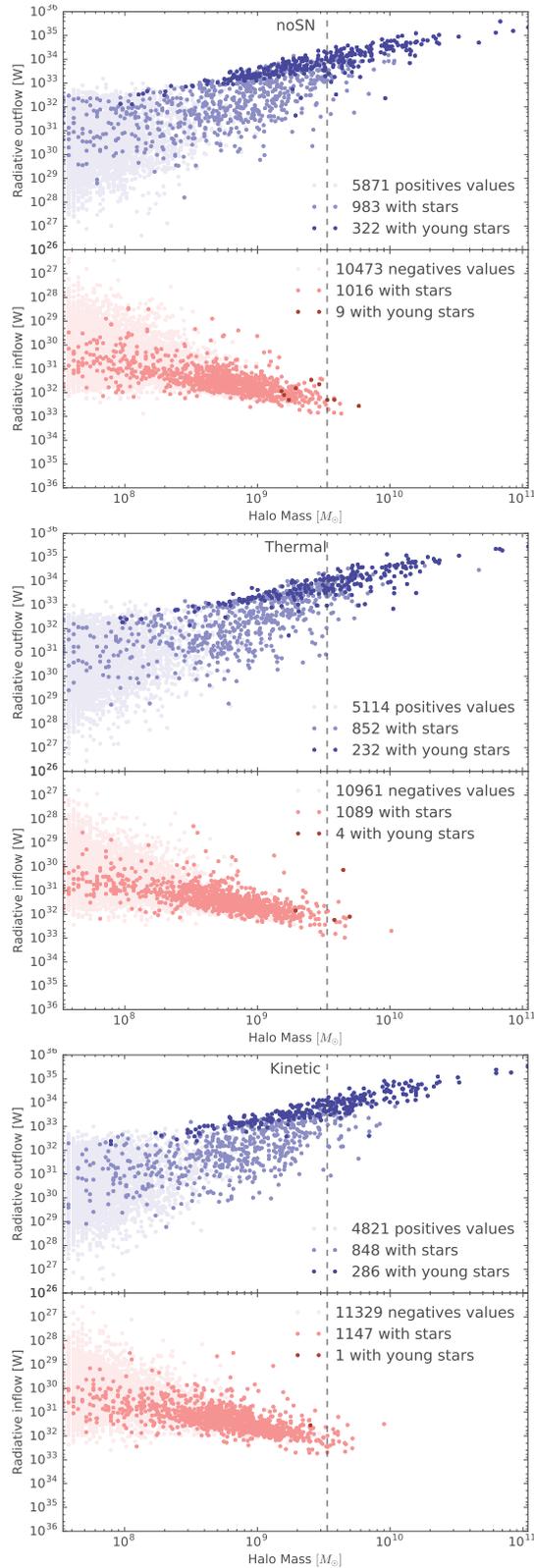


FIGURE 7.12 – Flux de photons total au R_{200} en fonction de la masse du halo. Les halos les plus massifs ont un flux de photons sortant. Une partie des halos les moins massifs ont un flux entrant.

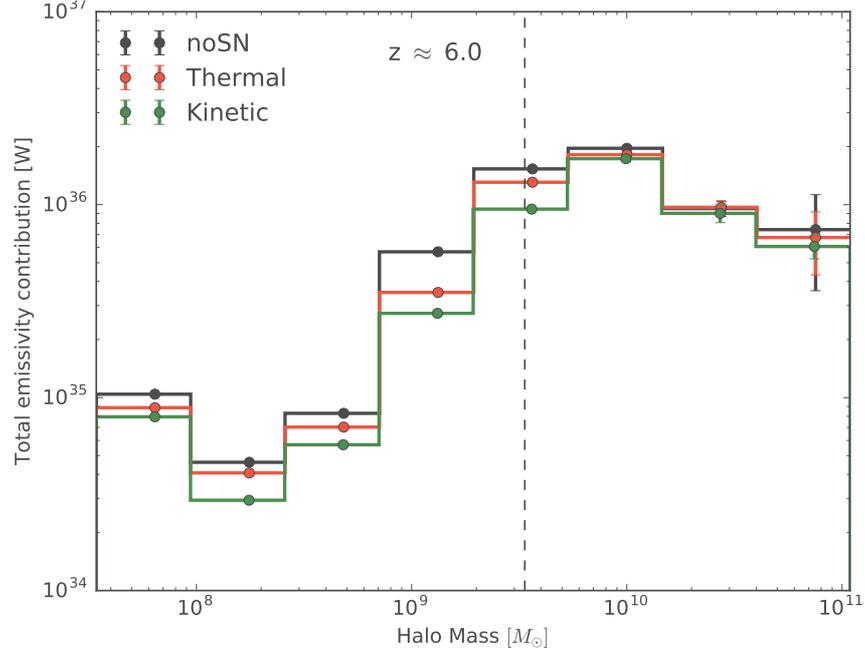


FIGURE 7.13 – Budget de photons en fonction de la masse du halo et du modèle de supernovae. Ce sont les halos de masses autour de $10^{10}M_{\odot}$ qui contribuent le plus au budget de photons global. Les tirets représentent la résolution radiative.

sont présentées sur la figure 7.14. Pour compenser le décalage entre le moment d'émission des photons et le moment de leur passage au R_{200} . Les émissivités sont corrigées du temps nécessaire au parcours des photons entre le centre du halo et son R_{200} (KIMM et al., 2017).

$$f_{esc} = \frac{F_{200}}{\sum \dot{N}_{\left(t - \frac{R_{200}}{c}\right)}}. \quad (7.5)$$

Pour les halos en dessous de la limite en résolution radiative (cf section 7.3.2) l'interprétation est difficile, mais il semble que la f_{esc} ne dépende pas du modèle de supernovae.

On mesure une nette augmentation de la fraction d'échappement pour les halos massifs, lors de l'introduction de supernovæ cinétiques. En effet, comme le flux radiatif sortant des halos ne semble pas impacté par le feedback (cf section 7.3.2) mais que la production interne est significativement réduite (cf section 7.2.3), le fraction d'échappement ne peut qu'augmenter. Cette augmentation de f_{esc} menant à une histoire d'ionisation similaire malgré le changement significatif des taux de formation stellaire internes aux halos.

7.4 CONCLUSIONS

Pour étudier la réionisation, un compromis entre la résolution et le volume des simulations doit être fait. Dans l'objectif de calibrer et

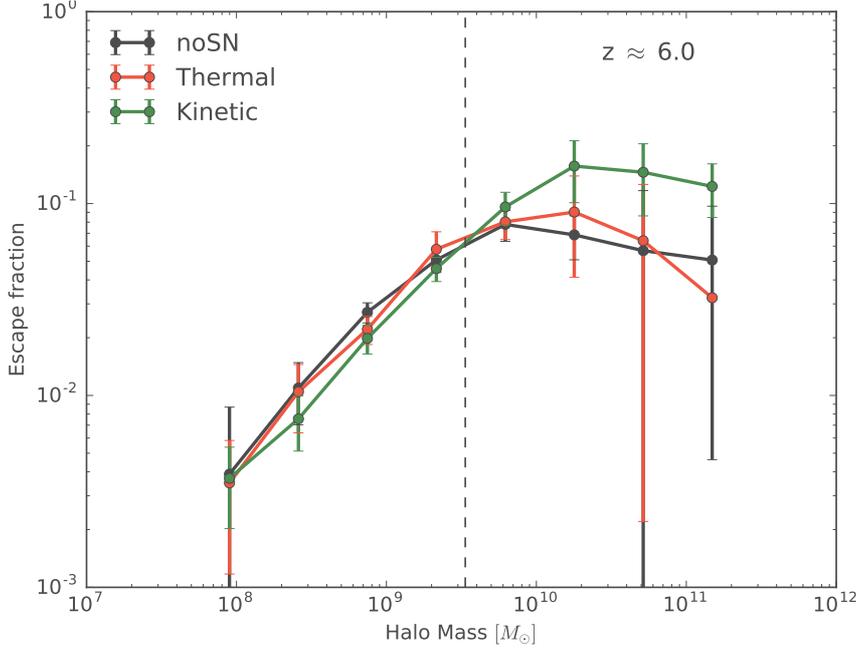


FIGURE 7.14 – Fraction d’échappement des photons en fonction de la masse du halo et du modèle de supernovae. Le modèle cinétique augmente significativement la fraction d’échappement des photons. Les tirets représentent la résolution radiative.

d’anticiper les résultats des grandes simulations de l’*EoR*, il est nécessaire de travailler sur des simulations plus petites permettant d’effectuer de nombreux tests irréalisables sinon. Or nous avons vu ici que les petits volumes simulés ont une dynamique de densités restreinte. Non seulement les grandes régions sous-denses ne sont pas suffisamment représentées, empêchant l’ionisation de se propager rapidement dans de larges volumes, mais les régions sur-denses le sont également menant à une limitation de la gamme de sources très lumineuses. De plus ces halos massifs ont un fort impact sur la *SFH* comique et sont sensibles au feedback de supernovae. Ces deux effets font qu’il est difficile de calibrer les grandes simulations avec des petits volumes réalisés en amont.

De plus, la résolution radiative de ces simulations est limitée et l’interprétation des mesures réalisées sur le budget de photon des plus petits halos ($M < 10^9 M_\odot$) pour lesquels un changement de comportement dans la formation stellaire est attendu (voir eg BARKANA et LOEB, 2001) peut être hasardeuse.

La résolution des grandes simulations actuelles n’est pas suffisante et il me semble nécessaire d’augmenter la résolution en masse ainsi que la résolution radiative de un voir deux ordres de grandeurs, pour résoudre la physique des halos jusqu’à des masses de l’ordre de $M \approx 10^8 M_\odot$ et ainsi étudier ce changement de régime de manière plus assurée, tout en gardant un volume simulé suffisamment grand de l’ordre de $(100 \cdot h^{-1} \text{cMpc})^3$.

Quatrième partie

ÉTUDE DE LA PROPAGATION DE L'IONISATION DANS LES SIMULATIONS À L'AIDE DES CARTES DE REDSHIFTS DE RÉIONISATION

Cette partie est liée à la publication présentée en annexe [c](#).

"Influence of reduced light speed approximation on reionization fronts speed in cosmological RHD simulation"

Nicolas Deparis, Dominique Aubert et Pierre Ocvirk. En préparation.

Ainsi qu'à la publication présentée en annexe [d](#).

"Relating the reionization time of galaxies to their present halo masses"

Dominique Aubert, Nicolas Deparis, Pierre Ocvirk et al. En préparation.

INFLUENCE DE L'APPROXIMATION DE LA VITESSE DE LA LUMIÈRE RÉDUITE SUR LA PROPAGATION DE L'IONISATION

Nous avons abordé dans la partie précédente une étude centrée sur les halos, représentatifs des régions de hautes densités. Nous nous intéressons dans cette section à un aspect complémentaire, l'état d'ionisation de l'IGM qui lui est représentatif de la plus grande partie du volume.

Cette section fait référence au travail en cours présenté en annexe c, et on cherche ici à étudier l'évolution de la fraction ionisée en analysant l'évolution des bulles ionisées. Cette étude se base sur les cartes de redshifts de réionisation, un outil qui permet de condenser en un seul champ, toute l'histoire d'ionisation d'une simulation. À partir de cet outil, il est possible de quantifier la vitesse à laquelle les fronts d'ionisation se propagent dans l'IGM.

Je présenterai comment j'ai implémenté le calcul des cartes de redshifts de réionisation à la volée dans EMMA ainsi qu'une méthode de calcul de la vitesse des fronts d'ionisation. Cette méthode sera ensuite appliquée à une série de simulations avec différentes approximations de la vitesse de la lumière réduite ou RSLA (voir section 4.3.4) et j'ai cherché à explorer l'impact de la RSLA, sur la propagation de l'ionisation dans les simulations. La RSLA permettant d'obtenir des gains substantiels au niveau du coût de calcul du transfert du rayonnement (AUBERT et TEYSSIER, 2008; GNEDIN et ABEL, 2001; ROSDAHL et al., 2013), il est essentiel de quantifier dans quelle mesure cette approximation est valide.

8.1 CALCUL DES CARTES DE REDSHIFTS DE RÉIONISATION

Les cartes de redshifts de réionisation ont été introduites par TRAC, CEN et LOEB, 2008 et sont des outils contenant une l'information du déroulement de la réionisation d'une manière extrêmement compacte. Nous allons voir dans cette section comment elles sont calculées.

En première approximation, il est possible de considérer l'état d'ionisation comme binaire. La fraction ionisée évoluant très rapidement en présence de rayonnement, l'IGM est soit presque exclusivement neutre soit presque exclusivement ionisé (voir figure 8.1). Ceci est dû

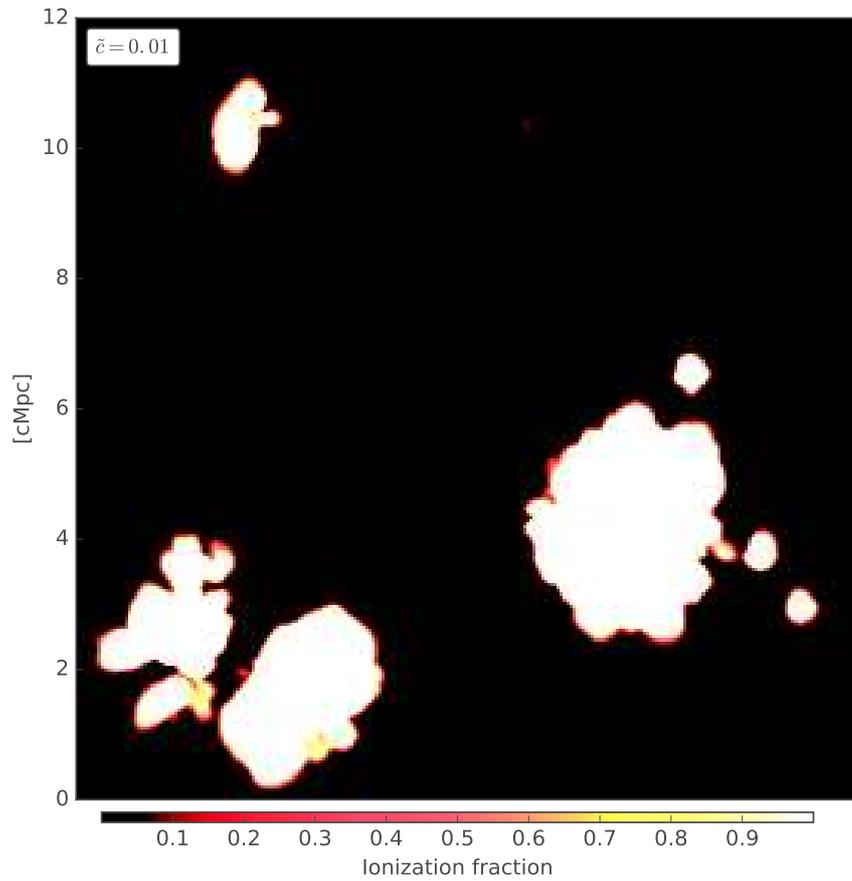


FIGURE 8.1 – Exemple de carte de fraction d’ionisation à $z = 10$. En première approximation, l’état d’ionisation est binaire, ionisé autour des sources et neutre loin de celles ci.

au fait qu’à nos résolutions les gradients d’ionisation au niveau des fronts sont faiblement résolus voir ne le sont pas du tout. En gardant l’information du passage entre ces deux états, il est possible de créer une carte, en 3 dimensions, contenant l’information de toute l’histoire d’ionisation de l’IGM. L’instant à conserver sera défini comme l’instant du passage de la fraction d’ionisation de la cellule par un seuil. Le passage d’un état à l’autre étant rapide, la valeur de ce seuil a un impact réduit sur l’instant déterminé. Cette valeur de seuil sera définie par la suite à 50%, valeur régulièrement utilisée dans la littérature (CHARDIN, AUBERT et OCVIRK, 2012; FRIEDRICH et al., 2011; ILIEV et al., 2006b). Il s’avère également que c’est le taux d’ionisation considéré dans les études du CMB pour déterminer le redshift de réionisation de l’Univers (PLANCK COLLABORATION, 2016).

Quelques détails techniques

Comme certaines des cellules les plus denses peuvent recombiner, il existe deux façons de définir un redshift de réionisation : il est possible de considérer soit la première, soit la dernière ionisation.

- Dans le cas de la première ionisation, la valeur ne devra être mise à jour qu’une seule fois au moment du passage du seuil. Pour ce faire, toutes les cellules seront initialisées à une valeur caractéristique (eg -1). La mise à jour ne se fera donc qu’à la condition que la fraction d’ionisation soit supérieure au seuil et que la valeur actuelle du redshift d’ionisation soit -1. Ainsi la valeur ne sera pas remise à jour à chaque pas de temps où la cellule sera ionisée.
- Dans le cas de la dernière ionisation, la valeur du redshift sera mise à jour, tant que la fraction d’ionisation de la cellule est inférieure au seuil. Ainsi, si un cellule recombine, le valeur de son redshift associé sera de nouveau mise à jour, et la mise à jour stoppera à chaque passage au dessus du seuil.

Il est possible de calculer ces cartes à partir des sorties disques de EMMA mais dans le but d’obtenir la meilleur résolution temporelle possible, j’ai implémenté dans EMMA le calcul des cartes de réionisation à la volée, pendant l’exécution d’une simulation. Le principe de l’implémentation est présenté sur le listing 8.1.

Listing 8.1 – Mise a jour du redshift de reionisation

```
#define THRESH_MAP (0.5) // definition du seuil

// Derniere ionisation
if(cell.xion<THRESH_MAP) // test de l'ionisation de la cellule
  cell.t_last_xion=current_t; // association du temps d'
  ionisation

// Premiere ionisation
if( (xion>=THRESH_MAP) && (cell.t_first_xion==-1) ) // test de
  l'ionisation de la cellule et de premiere ionisation
  cell.t_first_xion=current_t; // association du temps d'
  ionisation
```

D’un point de vue technique, la méthode de calcul des cartes proposée ici se base sur la grille, et donc sur une représentation Eulérienne, pour stocker les instants de réionisation. Le problème pourrait être abordé sous un autre angle en utilisant une carte de réionisation Lagrangienne, se basant sur les particules de matière noire et permettant d’obtenir une information complémentaire à la carte actuelle. Ce type de carte permettrait d’obtenir l’information de réionisation instantanément après la recherche des halos, facilitant grandement l’analyse

des simulations de grandes tailles similaires à celle que nous traiterons dans le chapitre 9.

Résultats

Un exemple de carte de première réionisation obtenue est présenté sur le figure 8.2. Il s'agit de la même tranche (une cellule - 45 ckpc - d'épaisseur) que celle présentée sur la figure 8.1, on y retrouve le contour des bulles à $z = 10$. On y observe différentes zones ionisées à redshift élevé ($z > 10$), localisant les sources de rayonnement et donc les zones de densités élevées. Autour des sources se trouvent des motifs concentriques, fortement anisotropes, en forme de "papillons". Ils sont dus à la non homogénéité de l'IGM, la propagation du rayonnement étant ralentie par la présence de filaments de densité élevée. Enfin on mesure de grandes étendues ayant un redshift de réionisation similaire ($z < 8$) : il s'agit des régions sous-denses où le rayonnement peut se propager quasi librement et peut donc ioniser un vaste volume dans un intervalle de temps restreint.

8.2 CALCUL DE LA VITESSE DES FRONTS D'IONISATION

Partant du principe que les cartes de redshifts de réionisation contiennent l'information d'une grande partie de l'évolution de la fraction d'ionisation dans la simulation, il est possible d'en extraire la vitesse de propagation des fronts d'ionisation. En utilisant le fait que ces cartes représentent un temps pour chaque point de l'espace, la vitesse des fronts sera obtenue en calculant le gradient de la carte de réionisation. Le gradient sera discrétisé par une différence finie centrée de la manière suivante :

$$\vec{\nabla}_{t_{\text{reio}}}^i \approx \frac{t^{i+1} - t^{i-1}}{2a^i \Delta x}. \quad (8.1)$$

où i est l'indice de la cellule, a le facteur d'expansion, t l'instant d'ionisation et Δx la taille des cellules. On notera que le calcul est effectué sur une carte de temps et non sur une carte de redshifts.

Ce gradient représente le temps nécessaire à l'ionisation d'une certaine distance. La vitesse des fronts d'ionisation V_{reio} est alors définie comme l'inverse de la norme de ce gradient :

$$V_{\text{reio}} = \frac{1}{|\vec{\nabla}_{t_{\text{reio}}}^i|}. \quad (8.2)$$

Par souci de simplicité, et comme le calcul du gradient est problématique au niveau des interfaces entre niveaux de raffinement, les études présentées ici ont été réalisées en projetant la grille AMR sur le

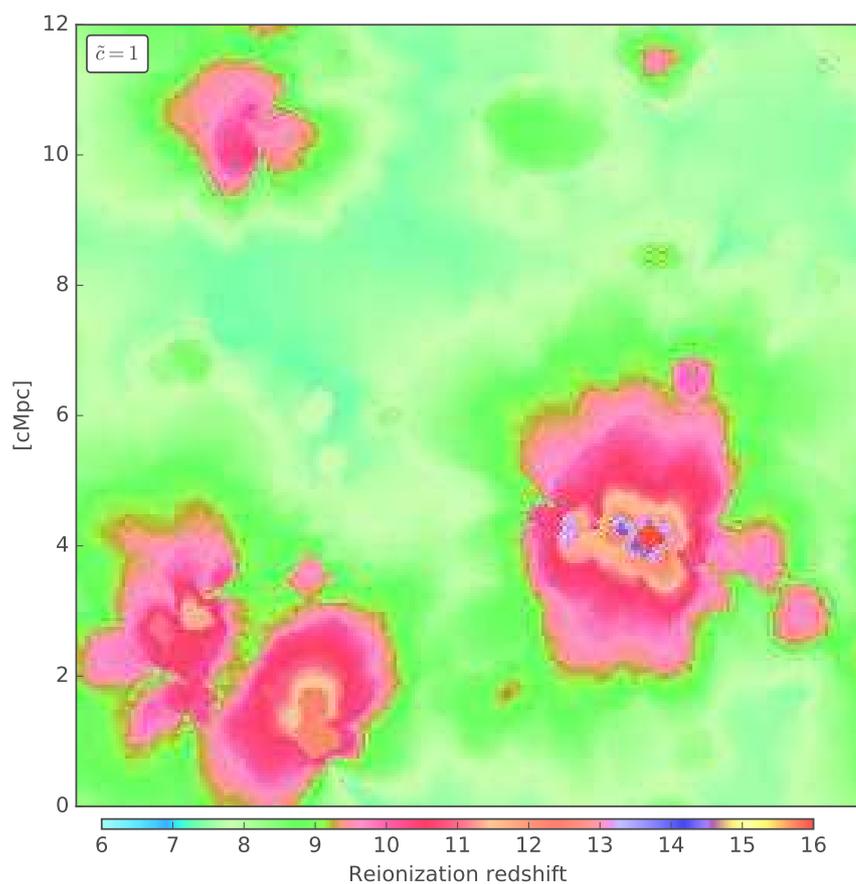


FIGURE 8.2 – Exemple de carte de redshifts d'ionisation générée par EMMA. Cette carte contient toute l'histoire de réionisation de la simulation. Il s'agit d'une tranche d'une cellule d'épaisseur (46 ckpc) centrée sur la première cellule ionisée.

niveau de base, de manière à n'avoir qu'un seul niveau, et à supprimer ces interfaces. Un exemple de carte de vitesses de fronts obtenue est présenté sur la figure 8.3. Comme sur la figure 8.2, on y observe des motifs concentriques autour des sources. Ces motifs sont composés d'une alternance de vitesses lentes et rapides représentant les générations successives d'étoiles. Lorsque la source centrale d'une bulle ionisée s'éteint, le front d'ionisation ne peut plus progresser et la vitesse diminue. Dans notre modèle (cf section 6.3) les sources subissent une forte décroissance de luminosité, et le front n'est pas stoppé mais fortement ralenti. Lorsqu'une (ou plusieurs) nouvelle particule stellaire se forme au sein de la bulle, le front recommence sa progression. On mesure dans un certain nombre de régions, des anneaux de vitesses faibles ($\approx 10^{-4}c$) ayant une taille caractéristique de quelques centaines de kiloparsec de rayons. Ces anneaux semblent dus à l'extinction de la première génération d'étoiles : dans ce cas la formation stellaire au sein du halo n'est pas fortement établie, et il faut un certain temps pour que la génération suivante prenne la relève, la vitesse des fronts ayant alors le temps de fortement ralentir. Pour finir, on mesure visuellement que la vitesse a tendance à être plus élevée dans les régions sous-denses.

Cette méthode peut cependant mener à des valeurs de vitesses aberrantes. À une dimension ceci peut arriver quand les deux cellules utilisées dans le calcul du gradient ont le même redshift de réionisation. On distinguera principalement, deux cas :

- Proche des sources, si deux particules stellaires sont formées en même temps dans les deux cellules ou qu'une source émet suffisamment de rayonnement pour ioniser plusieurs cellules en même temps.
- Loin des sources, au moment de la rencontre entre deux fronts d'ionisation.

Dans ces deux cas il est possible d'avoir deux cellules voisines avec le même redshift d'ionisation, et donc d'obtenir un gradient de temps nul et une vitesse infinie. En trois dimensions, il ne faut plus deux cellules adjacentes mais six : il est nécessaire d'avoir les trois composantes du gradient nulles pour obtenir une vitesse infinie. Ceci peut arriver dans le cas de la rencontre de deux fronts planaires (où le gradient est nul dans les directions perpendiculaires à la direction de propagation), ou dans le cas de l'apparition d'une source suffisamment intense pour ioniser instantanément ses voisines. En pratique, les cas où la vitesse d'un front dépasse la vitesse de la lumière n'arrivent que rarement avec une probabilité de l'ordre de 10^{-6} (quelques cellules dans les simulations considérées).

On observe ici l'importance du calcul à la volée de la carte de redshifts. Pour pouvoir calculer le gradient de la carte de redshift, il est nécessaire d'avoir une résolution temporelle suffisante pour suivre l'évolution du front. Si ce n'est pas le cas, il va en résulter des pages

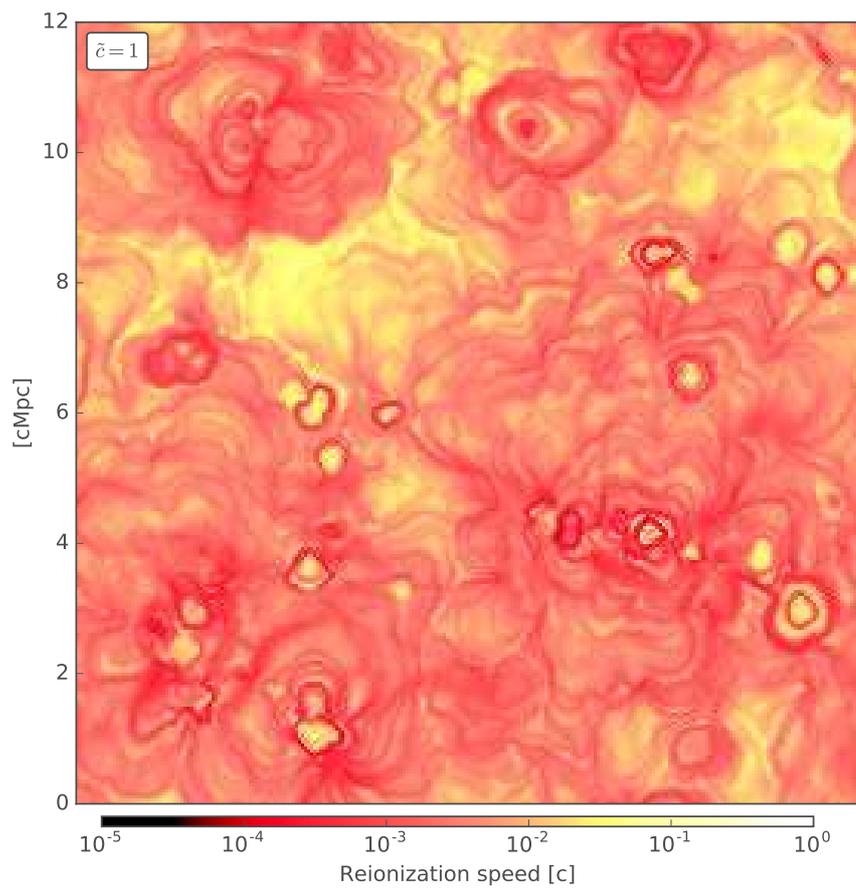


FIGURE 8.3 – Carte de vitesse des fronts d'ionisation générée par la méthode du gradient. Cette carte correspond à la même tranche que celle présentée sur la figure 8.2

de cellules associées aux mêmes redshifts, menant à des vitesses infinies. Plus la résolution temporelle de la carte de redshift sera élevée plus l'occurrence de ces cas particuliers sera réduite.

8.3 PRÉSENTATION DES SIMULATIONS

Les simulations utilisées ici ont des caractéristiques identiques à celles présentées en section 6.5.1. Elles ont une taille de $(8 \cdot h^{-1} \text{cMpc})^3$, sont résolues avec 256^3 éléments et 3 niveaux de raffinements sont autorisés. Elles ne contiennent pas de supernovæ pour faciliter l'interprétation et minimiser les effets de couplage entre les différentes physiques. J'ai réalisé six de ces simulations avec des RSLA allant de $\tilde{c} = 1$ à $\tilde{c} = 0.01$.

La SFH cosmique et l'histoire d'ionisation de ces six simulations sont présentées sur la figure 8.4. On observe sur le premier panneau de la figure 8.4 que la RSLA n'a pas d'impact sur la SFH cosmique, ce qui induit que le budget de photons n'est pas modifié entre les simulations. Cependant, on mesure sur le second panneau que les histoires d'ionisation sont significativement différentes. La RSLA a une influence sur la propagation de l'ionisation : plus la vitesse de la lumière est élevée dans la simulation, plus le volume réionise rapidement. Cet effet a déjà été observé dans des travaux qui utilisent un solveur radiatif utilisant la méthode de moments (eg ROSDAHL et al., 2013). On remarquera que pour les courbes des simulations avec $\tilde{c} = 0.02$ et $\tilde{c} = 0.01$, un retard est pris depuis le début de la réionisation, dans les autres cas, le retard n'apparaît que sur la fin.

On observe également que la fraction de neutre résiduelle est plus élevée lorsque la lumière est plus lente, avec une amplitude allant de 10^{-4} à $5 \cdot 10^{-5}$. Par exemple entre la courbe $\tilde{c} = 1$ et $\tilde{c} = 0.3$ la réionisation a lieu au même moment, mais seule la fraction de neutre résiduelle est impactée. La vitesse de la lumière réduite intervient dans le calcul de la chimie, et plus particulièrement dans le calcul du taux de photo-ionisation $\Gamma = c\sigma n_\gamma$ (cf section 4.3.6). Il n'est pas encore clairement établi si la RSLA doit s'appliquer à la chimie ou non et cette question mériterait une étude dédiée. Actuellement, par souci de cohérence et d'uniformité, la vitesse de la lumière est réduite partout, c'est à dire pour le transport des photons, et dans la gestion de la chimie. De ce fait, le taux de photo-ionisation augmente avec la vitesse de la lumière et la fraction de neutre résiduelle diminue. De plus si la réionisation arrive plus tardivement, une partie des poches neutres disposera de plus de temps pour s'effondrer, les rendant plus dures à réioniser

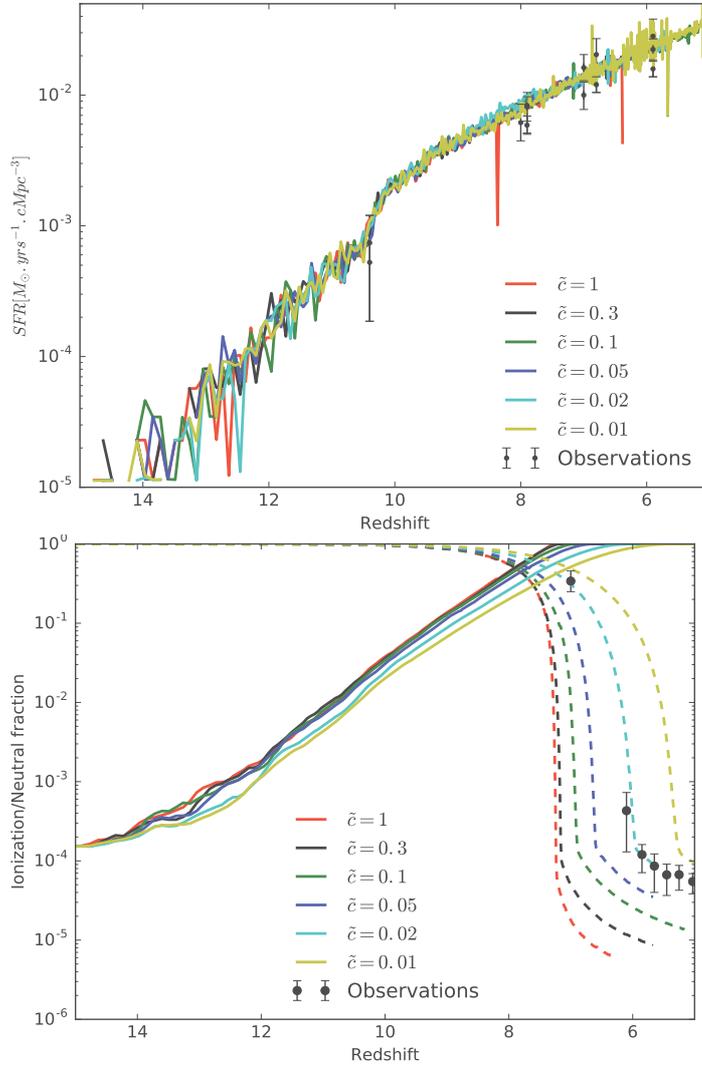


FIGURE 8.4 – Panneau supérieur : SFH en fonction de la RSLA. La RSLA n’influence pas la formation stellaire et le budget de photons. Panneau inférieur : histoire d’ionisation en fonction de la RSLA. La RSLA influence fortement l’histoire d’ionisation, une vitesse de la lumière réduite plus faible induit un retard plus grand dans la réionisation.

8.4 ÉVOLUTION DE LA VITESSE DES FRONTS EN FONCTION DE LA VITESSE DE LA LUMIÈRE RÉDUITE

Dans les sections 8.1 et 8.2, nous avons associé à chaque cellule un redshift d'ionisation et une vitesse de front. En utilisant la méthode du gradient pour calculer la vitesse des fronts d'ionisation en fonction du redshift dans l'ensemble des simulations, nous allons quantifier l'influence de la RSLA sur la propagation de l'ionisation.

La figure 8.5 représente l'évolution de la vitesse moyenne des fronts d'ionisation en fonction du redshift. En ne considérant tout d'abord que le cas $\tilde{c} = 1$, on y observe que la vitesse moyenne présente tout d'abord une première phase constante pour les redshift $z > 8$, puis une seconde où elle augmente. La première phase a lieu lorsque le rayonnement travaille à sortir des régions denses : dans ce régime les bulles sont isolées et c'est surtout l'accroissement du taux de formation stellaire qui leur permet de croître, les fronts ont une vitesse moyenne constante. Dans la seconde phase, le rayonnement s'échappe des régions denses et la lumière atteint l'IGM, le milieu devient par nature plus facile à ioniser et la percolation des bulles entre elles accélère cet effet. Les fronts peuvent atteindre des vitesses plus élevées faisant augmenter la moyenne.

Si on diminue \tilde{c} , on mesure que lors de la seconde phase ($z < 8$), la vitesse est fortement impactée : plus la vitesse de la lumière est réduite, plus la vitesse moyenne des fronts l'est également. Cette décroissance peut être expliquée si une partie des fronts ont une vitesse limitée par la RSLA, faisant baisser la moyenne globale.

Quand la RSLA devient trop limitante et que la vitesse de la lumière est trop réduite, la première phase est également impactée, ceci est particulièrement visible entre $z = 10$ et $z = 8$. À partir de $\tilde{c} = 0.02$ la vitesse moyenne des fronts est diminuée depuis le début de la réionisation.

Pour explorer cet effet plus en détail, les histogrammes des vitesses en fonction du redshift sont présentés sur la figure 8.6, pour différentes valeurs de \tilde{c} . Lorsque la vitesse n'est pas réduite ($\tilde{c} = 1$), on mesure que la gamme de vitesses des fronts dans la phase constante ($z > 8$) est comprise entre $\approx 10^{-4}c$ et $\approx 10^{-1}c$. Cette phase est suivie d'un pic de vitesses correspondant à une nette accélération des fronts. Lors de cette phase, une partie des fronts atteint des vitesses comparables à la vitesse de la lumière. Puis au final, lorsque toutes les cellules ont été réionisées, il n'est plus possible de calculer une vitesse.

Sur le second histogramme, la vitesse de la lumière au sein de la simulation ($\tilde{c} = 0.1$, représentée en tirets) vient "couper le pic" et limiter la vitesse des fronts dans la seconde phase. La première phase n'est alors pas impactée.

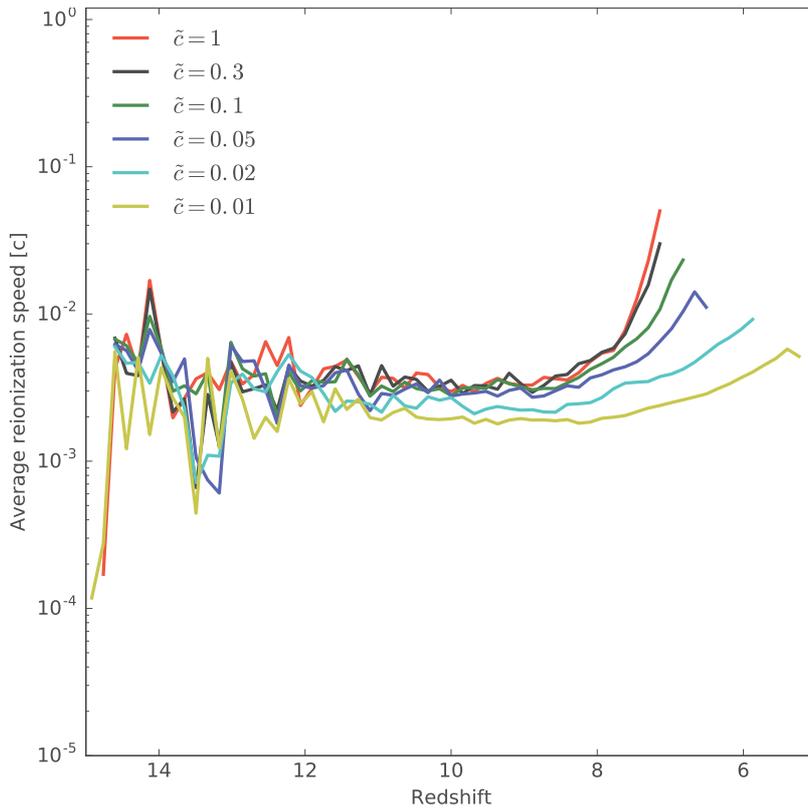


FIGURE 8.5 – Vitesse des fronts d’ionisation en fonction du redshift pour différentes *RSLA*. En diminuant \tilde{c} , on limite d’abord la seconde phase de la réionisation (l’ionisation des régions sous-denses), puis la première (l’ionisation des régions sur-denses). La *RSLA* limite la vitesse moyenne des fronts dans la seconde phase. Dans la première phase de la réionisation, la vitesse est quasi constante et seules les valeurs de $\tilde{c} < 5\%$ ont un impact sur la vitesse moyenne.

En réduisant encore la vitesse (histogramme du bas, $\tilde{c} = 0.01$), non seulement le pic est coupé, mais la première partie à vitesse constante ($z > 8$) commence à être impactée. Dans cette phase, certains fronts ont déjà des vitesses supérieures à \tilde{c} et sont limités dès le début du processus. On remarquera également sur ce dernier panneau, qu’une *RSLA* contraignante ($\tilde{c} = 0.01$) n’interdit pas complètement les vitesses de fronts supérieures à sa valeur, mais en réduit seulement la probabilité de présence. Certaines vitesses de fronts sont au-dessus de la ligne, particulièrement à la fin du processus. Comme nous l’avons vu en section 8.2, il existe deux cas pouvant mener à une détection de vitesse imparfaite, l’une d’entre elles étant la rencontre de deux fronts d’ionisation. Nous mesurons ici ce problème de détection lors de la percolation des bulles d’ionisation.

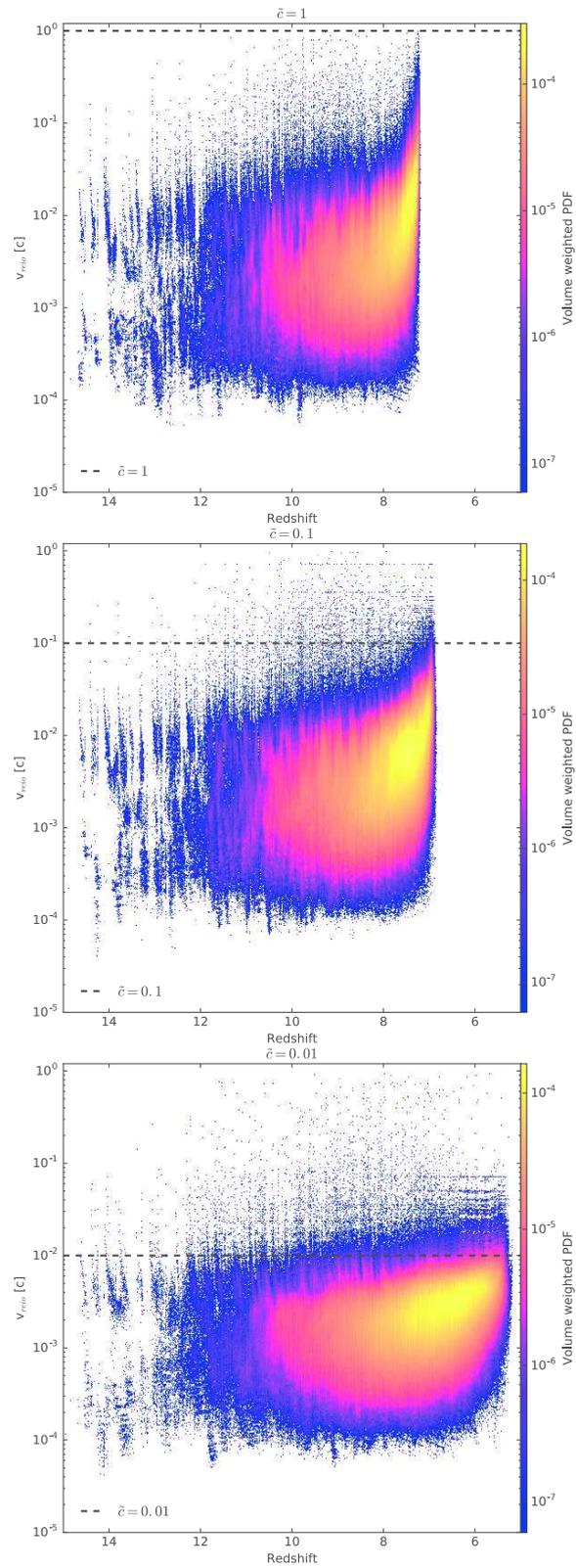


FIGURE 8.6 – Vitesse des fronts d’ionisation en fonction du redshift pour différentes RSLA ($\tilde{c} = 1, 0.1$ et 0.01). En diminuant \tilde{c} , on limite d’abord la seconde phase de la réionisation (l’ionisation des zones sous-denses), puis la première (l’ionisation des régions sur-denses).

8.5 CONCLUSION

Les cartes de redshifts de réionisation contiennent une grande quantité d'information et sont des outils essentiels pour étudier la propagation de l'ionisation dans l'IGM. Dans ce chapitre j'ai présenté la méthode de calcul à la volée des cartes de redshifts d'ionisation que j'ai implémenté dans EMMA et à partir de ces cartes j'ai établi une méthode d'estimation de la vitesse des fronts d'ionisation à posteriori.

En utilisant cette méthode, j'ai mis en évidence que la réionisation est un processus qui s'exécute en deux temps. Premièrement une phases où les fronts ont une vitesse quasi constante, suivie d'une seconde phase accélérée. La première a lieu lorsque le rayonnement travail à sortir des régions denses et la seconde phase lorsque le rayonnement atteint les régions sous-denses et que les bulles percolent. Dans la seconde phase, les fronts d'ionisation peuvent atteindre une vitesse proche de celle de la lumière.

La RSLA n'a pas d'impact sur la SFH cosmique et le budget de photon est conservé, mais elle limite la vitesse de propagation des fronts. Pour les vitesses supérieures à 5% de la vitesse de la lumière réelle, l'impact se concentre sur la seconde partie de la réionisation. Dans le cas où la vitesse de la lumière réduite est inférieure à 5% de la vitesse de la lumière réelle, la limitation de vitesse apparaît dès le début de la réionisation.

On prendra garde, en fonction de ce que l'on cherche à étudier, à l'influence de la RSLA. Dans tous les cas, réduire la vitesse de la lumière à moins de 5% de sa vraie valeur mène à sous estimer la vitesse des fronts, indépendamment du redshift. A l'inverse, pour les valeur de $\tilde{c} > 0.05$ la vitesse des fronts n'est pas impactée dans la première phase à des redshifts $z > 8$, ce qui permet d'étudier la façon dont le rayonnement s'échappe des zones sur-denses sans être biaisé par la RSLA.

Enfin une vitesse réduite à 30% de la valeur réelle présente une évolution quasi similaire à $\tilde{c} = 1$ tout en réduisant la coût numérique du transfert du rayonnement d'un facteur 3. Cette valeur semble être à privilégier, plutôt qu'une valeur de $\tilde{c} = 0.1$ plus couramment employée, sans que cette dernière ne soit trop pénalisante.

Le lien entre la vitesse des fronts et la densité baryonique pourrait être exploré plus en détails en conservant en mémoire, en plus de l'instant d'ionisation, la densité de la cellule à cet instant.

Les volumes considérés dans cette étude étant relativement petits, les sources ionisantes et les régions sous-denses ne sont pas entièrement représentées statistiquement. Dans un volume plus grand, il est probable que les conclusions soient différentes. Par exemple, comme les régions sous-denses sont sous-représentées ici, l'effet de la seconde phase à vitesses élevées risque d'être encore plus impor-

tant dans des simulations présentant des régions sous-denses plus étendues.

Au final, l'outil de calcul de la vitesse des fronts d'ionisation a été appliqué ici au cas de l'étude de la RSLA mais pourrait être utilisé pour tirer des conclusions plus astrophysiques. Par exemple, (OCVIRK et AUBERT, 2011) ont montré à l'aide d'un modèle semi analytique, qu'une réionisation rapide est signe d'une réionisation externe et qu'à l'inverse, une réionisation plus lente à tendance à signifier une réionisation interne. Ils ont également montré qu'une réionisation interne a des conséquences sur la distribution radiale de galaxies satellites. Avec la méthode présentée ici, il serait possible de tester cette hypothèse à l'aide de simulations entièrement couplées et d'étudier le lien entre la vitesse des fronts sortant d'une galaxie et le timing de photo-évaporation de ces satellites.

LIEN ENTRE LES INSTANTS DE RÉIONISATION DES GALAXIES ET LA MASSE DE LEUR HALO À L'ÉPOQUE ACTUELLE

9.1 LE PROJET COSMIC DAWN

Toutes les simulations présentées dans les précédents chapitres avaient une taille de $(8 \cdot h^{-1} \text{cMpc})^3$. Ce volume présente l'avantage de pouvoir réaliser un grand nombre de simulations facilement sans que cela ne soit trop coûteux en temps de calcul. Mais il est admis que cette taille est trop faible pour étudier la réionisation dans son ensemble et que le panel de densités présentes dans ces simulations est restreint. D'un côté les zones sous-denses sont sous représentées (voir eg ILIEV et al., 2006a) et de l'autre, nous avons vu en section 7.3.3 que le budget de photon n'est pas convergé dans ces volumes, et qu'il manque une partie des plus grosses galaxies ($M > 10^{11} M_{\odot}$) ayant une formation stellaire importante. Les séries de simulations utilisées dans les chapitres précédents ont pour vocation de calibrer et d'améliorer notre interprétation d'une simulation plus ambitieuse : "CoDa I AMR" que je vais présenter dans ce chapitre ainsi que les premiers résultats obtenus avec elle. Dans cette partie nous utiliserons cette simulation pour obtenir de l'information sur l'histoire d'ionisation des galaxies actuelles. Le lien entre l'EoR et la période actuelle est réalisé en utilisant une seconde simulation que je présenterai ainsi que la façon dont le lien est réalisé.

Présentation du projet

Le projet Cosmic Dawn (CoDa) a pour objectif l'étude de la réionisation du Groupe Local. Pour se faire, un contexte cosmologique suffisamment large est nécessaire pour modéliser l'influence des grandes structures proches comme Virgo ou Fornax par exemple. Les conditions initiales ont été générées par la collaboration Constrained Local UniversE Simulations (CLUES) (GOTTLOEBER, HOFFMAN et YEPES, 2010), avec pour objectif de retrouver dans la simulation des structures ayant des caractéristiques proches de ce qui est observé dans l'Univers local à $z = 0$. On cherchera par exemple à obtenir un couple Andromède - Voie Lactée avec des masses et des distances en accord

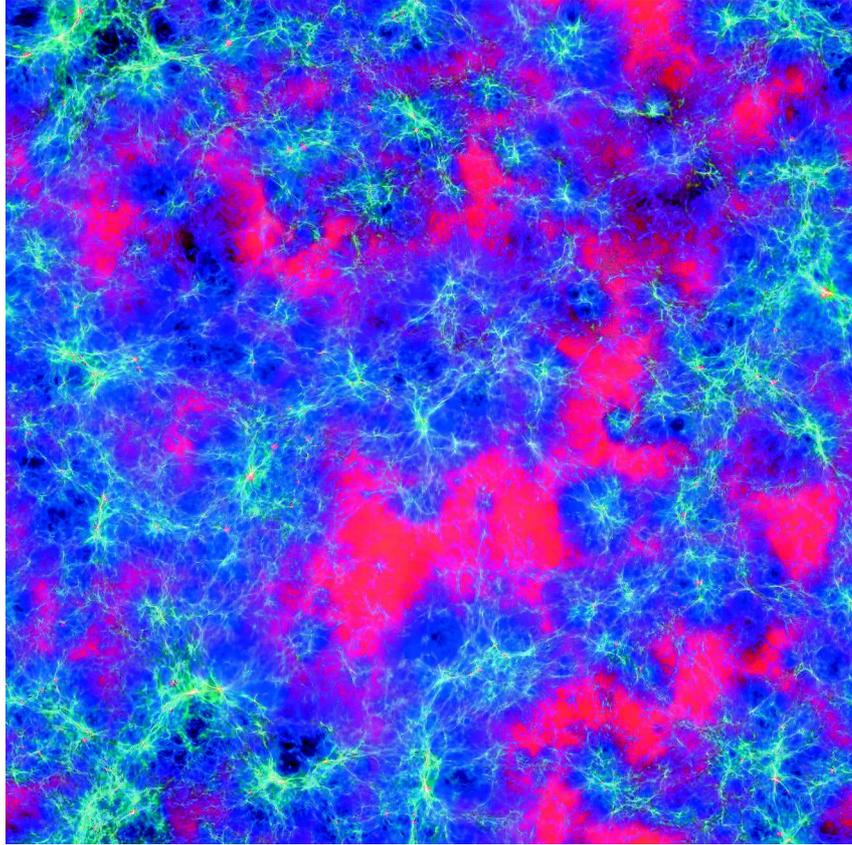


FIGURE 9.1 – Projection orthogonale de la simulation CoDa I - AMR. La projection correspond à la moyenne sur une tranche de $8/h$ cMpc d'épaisseur. La composition RGB est réalisée avec dans l'ordre la température, la densité de gaz et la densité de gaz ionisé. Les vaste zones rouges correspondent aux vides qui ont reçu du rayonnement plus tard et n'ont pas encore eu le temps de refroidir par détente adiabatique.

avec les contraintes actuelles. La figure 9.1 présente une visualisation de la simulation CoDa I - AMR, réalisée dans le cadre de ce projet.

Conditions initiales

Dans cette étude nous utiliserons la simulation CoDa I AMR. Elle considère un volume de $(64/h\text{cMpc})^3$ et est échantillonné par 2048^3 éléments de résolutions (particules de matière noire et cellules de grille), ce qui mène à une résolution en masse de $3.4 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Cette simulation permet d'explorer une gamme de masse de halos comprise entre $10^8 M_{\odot}$ et $10^{13} M_{\odot}$. Les conditions initiales utilisées ici sont une version plus basse résolution de celles utilisées par la simulation CoDa I (Ocvirk et al., 2015). La résolution spatiale est de 46 ckpc sur la grille de base et la résolution adaptative est bloquée à 500 pc, menant à l'ajout de trois niveaux de raffinement et permettant de

gagner un facteur 4 en résolution spatiale par rapport à la simulation CoDa I. L'objectif est de faire, dans un avenir proche, une comparaison directe entre les deux versions de cette simulation.

Présentation des simulations

A partir de ces conditions initiales plusieurs simulations ont été réalisées. La première est une simulation avec gestion couplée de l'hydrodynamique et du rayonnement, réalisée avec EMMA. Elle est focalisée sur l'EoR et s'arrête à redshift $z = 6$ une fois l'Univers réionisé. Cette simulation a été exécutée sur le calculateur TITAN (voir section 5.1.3) et a utilisée 32768 cœurs CPU et 4096 GPU. Les travaux présentés dans la section 6 ont permis de calibrer correctement cette simulation. Les comparaisons aux contraintes observationnelles de la SFH cosmique, de l'évolution de la fraction ionisée et de l'épaisseur optique Thomson sont présentées sur la figure 9.2 : on mesure une bonne concordance.

Comme il est actuellement techniquement impossible de réaliser une simulation présentant des caractéristiques similaires à la simulation CoDa I AMR en l'exécutant jusqu'à redshift $z = 0$, une seconde simulation a été réalisée. Cette dernière est une simulation N-corps pur, ne considérant que la matière noire et réalisée avec le code Gadget (SPRINGEL, 2005) jusqu'à redshift $z = 0$. Elle a pour objectif de suivre l'évolution des structures jusqu'à aujourd'hui.

La simulation EMMA a pour but d'obtenir une représentation complète de l'EoR via sa carte de redshifts de réionisation. L'implémentation du calcul de cette carte à la volée (voir section 8.1) a permis d'obtenir une excellente résolution temporelle. Cependant, des difficultés de gestion mémoire ont mené à arrêter le calcul de cette carte à la volée à partir de redshift $z = 8$. Après ce redshift, la carte a été obtenue à l'aide des sorties disques, plus espacées en temps. Malgré cet incident, la résolution temporelle est au pire de 1.4 Myrs à redshift $z = 6$, ce qui est inférieur au temps de vie d'une étoile et reste donc acceptable.

9.2 DÉTERMINATION DES REDSHIFTS DE RÉIONISATION DES HALOS À REDSHIFT Z=0

L'objectif est ici de déterminer l'histoire d'ionisation des galaxies en fonction de la masse de leur halo à $z = 0$ et de leur environnement. Cette histoire peut par exemple avoir eu un impact sur les propriétés des populations de satellites observées aujourd'hui. Il a été démontré que le timing de réionisation influe sur la formation stellaire des galaxies de faibles masses ($M < 10^9 M_\odot$) (OCVIRK et al., 2014), une réionisation précoce aura tendance à photo-évaporer plus facilement les petites galaxies. Également (GILLET et al., 2015) ont montré que la

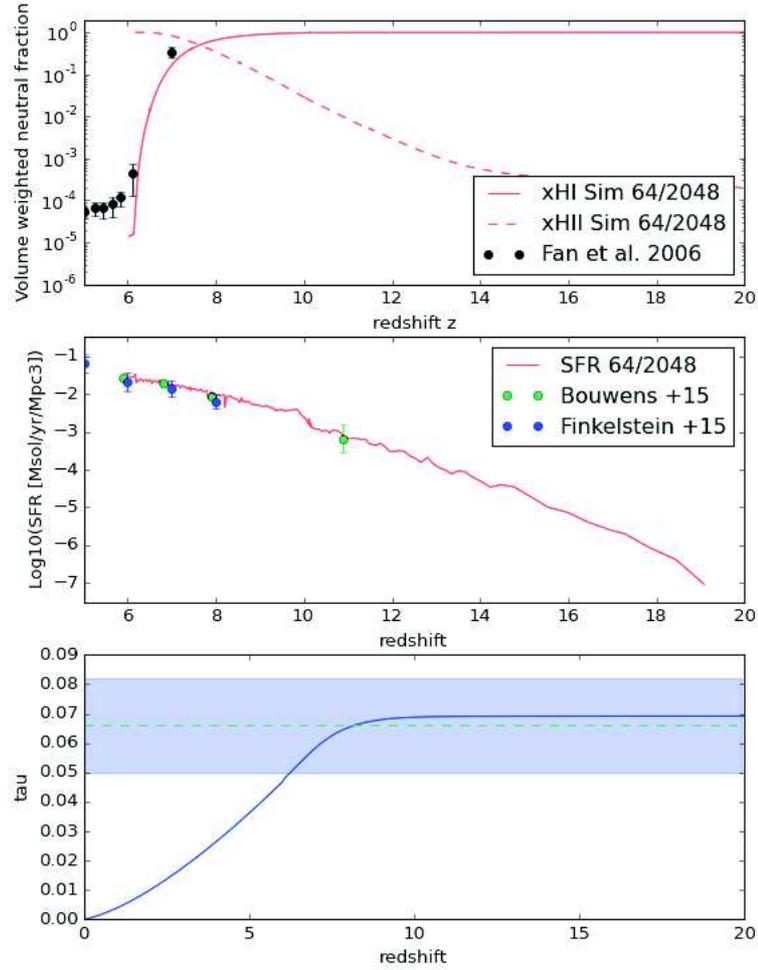


FIGURE 9.2 – Variables globales de la simulation CoDa I AMR réalisée avec EMMA. Panneau supérieur : histoire d’ionisation Panneau central : SFH cosmique. Panneau inférieur : épaisseur optique Thomson. La simulation présente un bon accord avec les contraintes observationnelles.

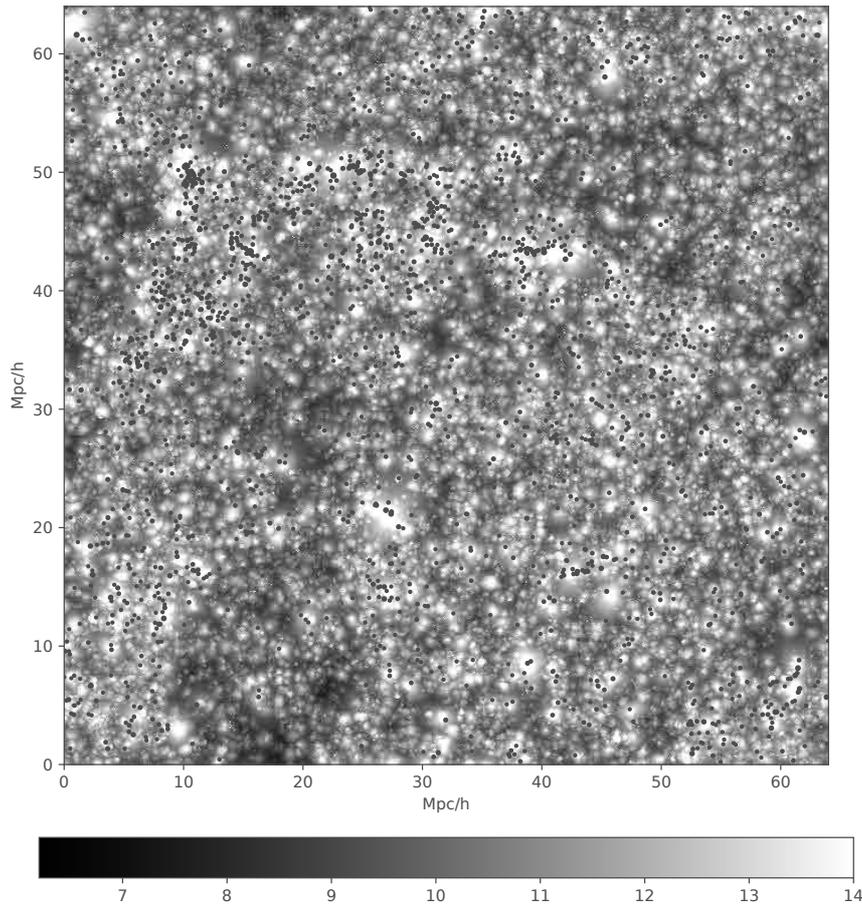


FIGURE 9.3 – Carte de redshift de réionisation calculée par la simulation EMMA et positions des halos à redshift $z=6$ calculées avec la simulation Gadget. La concordance des deux simulations est correcte, les halos se trouvent aux centres des régions ionisées.

réionisation de M31 sur son environnement peut expliquer en partie la distribution planaire de satellites observée.

La méthode consiste à créer le lien entre les deux simulations réalisées en utilisant la carte de redshifts de réionisation d'un côté et la distribution de matière noire de l'autre. La population de halos trouvée dans la simulation Gadget est superposée à la carte de redshifts de réionisation obtenue avec la simulation EMMA sur la figure 9.3.. Les halos se trouvent effectivement aux centres des régions ionisées. Il est donc a priori possible de lier la réionisation mesurée dans la simulation EMMA à l'évolution des structures mesurée dans la simulation Gadget. Il existe plusieurs façons de faire ce type de lien, et principalement deux pistes ont été explorées.

Méthode "Merger Tree"

La première méthode se base sur un arbre de fusion (merger tree) des halos généré avec la simulation Gadget. Il permet de suivre les histoires de formation des halos de redshift $z = 100$ jusqu'à nos jours. En considérant un halo donné à redshift $z = 0$, il est possible de déterminer, grâce à l'arbre de fusion, la position du centre de masse de tous ses halos progéniteurs à redshift $z > 6$. En partant de redshift $z = 20$, on cherche le premier instant où le progéniteur le plus massif appartient à une cellule ionisée. Cette méthode impose que le halo en question ait au moins un progéniteur à redshift $z > 6$ et considère donc en priorité les halos les plus massifs à $z = 0$.

Méthode "Particules"

La seconde technique utilise les particules de matière noire. En ayant la liste de toutes les particules de matière noire d'un halo donné à redshift $z = 0$, il est possible de retrouver leurs positions dans toutes les sorties. De la même manière que précédemment, on définit le redshift de réionisation comme le premier instant où une particule appartient à une cellule ionisée. Un redshift de réionisation est donc obtenu pour chaque particule du halo et la valeur finale du redshift de réionisation associée au halo est la moyenne de cette liste. Cette méthode permet de sonder les halos moins massifs qui n'avaient pas de progéniteurs aux redshifts $z > 6$.

9.3 RÉSULTATS

Instants d'ionisation des halos

Nous avons associé un redshift de réionisation pour chaque halo à redshift $z = 0$ de la simulation Gadget. Le panneau supérieur de la figure 9.4 représente l'instant d'ionisation, en fonction de la masse du halo à $z = 0$ pour les deux méthodes d'associations. Les traits représentent la valeur médiane dans l'intervalle de masses, les régions grisées représentent les limites des distributions à 5% et 95%. La ligne noire horizontale représente l'instant où la fraction ionisée moyenne de la totalité du volume devient supérieure à 50%, seuil également utilisé dans le calcul de la carte de redshifts de réionisation (voir section 8.1).

On mesure ici que les halos les plus massifs à $z = 0$ reionisent avant la moyenne du volume indépendamment de la méthode et ce d'autant plus qu'ils sont massifs. Ceci suggère une réionisation interne, puisque plus un halo est massif à $z = 0$ plus il est probable qu'il soit déjà peuplé d'étoiles à haut redshift. Cependant la méthode du progéniteur a tendance à réioniser plus tôt, car elle se concentre sur les

progéniteurs les plus massifs des halos déjà formés à haut redshift, et possédant donc les premières sources de rayonnement internes à cette époque. Par ailleurs, même si ceux-ci ne possèdent pas d'étoiles, ils se trouvent généralement dans des régions denses ayant une probabilité importante de contenir des halos émettant déjà du rayonnement. À l'inverse la méthode des particules a tendance à sous-estimer la réionisation des halos. Dans ce cas des particules n'appartenant pas à des halos à $z > 6$ se trouvent prises en considération. Ces particules sont situées dans l'IGM, elles sont alors plus représentatives du volume et ont donc des instants de réionisation plus tardifs.

La gamme de masses $M < 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$ a tendance à réioniser en même temps que la moyenne, cependant la médiane est légèrement en retard car nombre de ces halos ont peu, voire pas d'étoile, et semblent être soumis à une influence externe. Ils sont plus denses que l'IGM et vont donc nécessiter plus de temps pour ioniser que le milieu diffus.

Durées d'ionisation des halos

Nous cherchons dans cette section à déterminer la durée de réionisation des halos en fonction de leurs masses. Nous utilisons la méthode des particules pour associer une liste de redshifts de réionisation à chaque halos. La détermination de la durée peut être réalisée de différentes manières, voici les deux méthodes utilisées :

- Dans un premier cas, la durée de réionisation a été associée à la différence entre le premier et le dernier instant où une particule a été ionisée au sein du halo.
- Dans le second cas, pour chaque halo, on calcule la RMS de la distribution des redshifts, et la durée associée correspond à $\Delta t_{2\sigma} = (\langle t_{\text{part}} \rangle + \sigma) - (\langle t_{\text{part}} \rangle - \sigma)$.

Le second panneau de la figure 9.4 présente les durées nécessaires à la réionisation des halos en fonction de leurs masses. Comme attendu, la méthode de la RMS limite les durées extrêmes et en moyenne la durée est toujours plus basse que dans la méthode des maximas.

Dans les deux méthodes, les halos les plus massifs ont une durée de réionisation plus importante : ils ont une étendue spatiale plus importante et ont plus de matière empêchant une action rapide des fronts. Avec la méthode des maximas, le halo le plus massif a une durée de réionisation de 600 Myrs, durée comparable à la durée de l'EoR dans la simulation. Ce halo contient de la matière provenant d'une vaste diversité d'environnements. Avec la méthode de la RMS, cette durée est réduite à 120 Myrs.

Les halos de masses $M \approx 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$ similaires à MW ou M31 ont des durées comprises entre 60 et 120 Myrs, ce qui est comparable aux durées mesurées par OcVIRK et al., 2014 dans des volumes plus petits et centré sur le Groupe Local par exemple. Dans leur modèle

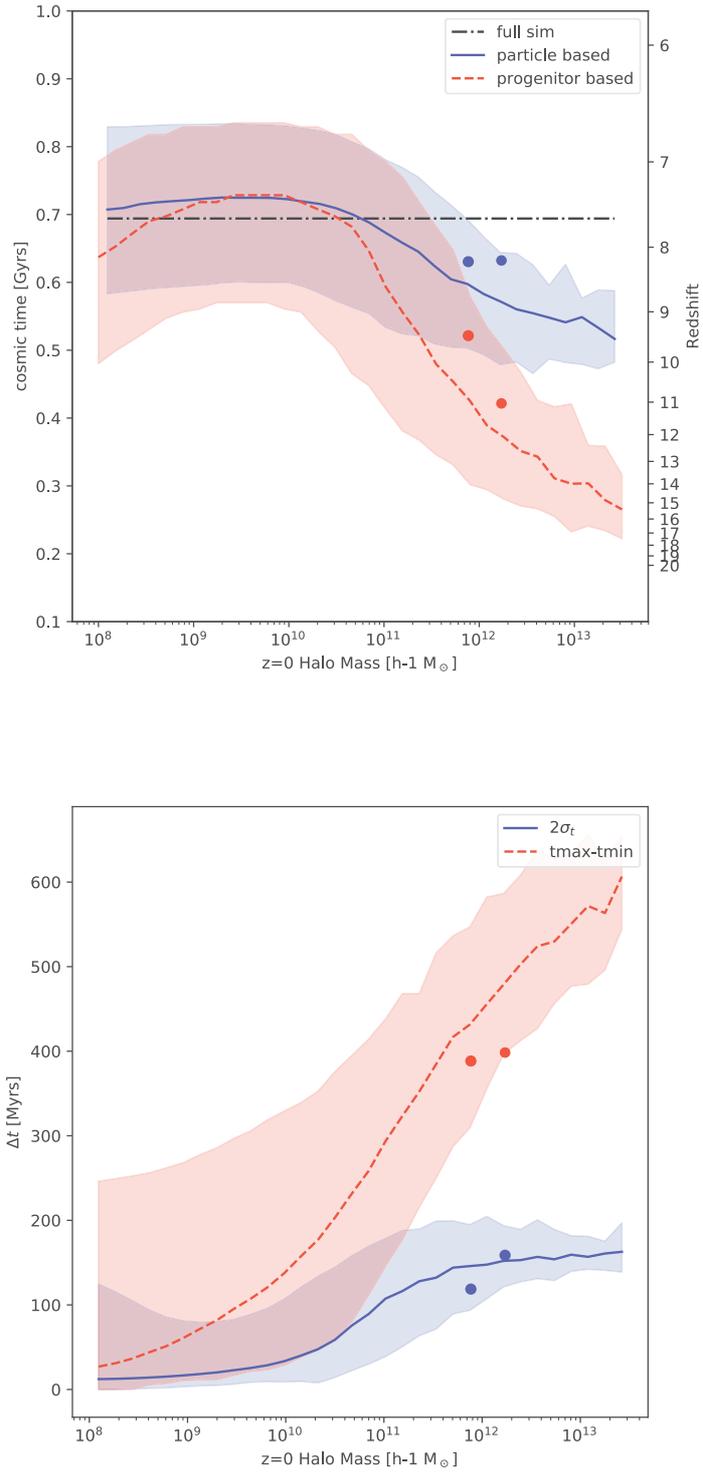


FIGURE 9.4 – Instants (panneau supérieur) et durées (panneau inférieur) de réionisation en fonction de la masse des halos à redshift $z = 0$, pour les deux méthodes d’associations. La ligne horizontale représente $z \approx 7.8$ l’instant où le volume total atteint 50% d’ionisation. Les points représentent le couple Voie Lacté - Andromède.

une durée de l'ordre de 120 Myrs est typique d'un scénario de réionisation interne, alors que les durées de 60 Myrs sont typiques d'une réionisation externe.

Les plus petits halos ont une durée qui tend vers zéro car leur taille est proche de celle de la résolution de la carte de redshifts et peuvent être inscrit dans une cellule. Ce type de comportement suggère une réionisation par un front externe.

On remarquera que les durées de réionisation des halos $M > 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$ sont comparables à la dispersion des instants de réionisation et donc un modèle de réionisation hétérogène doit inclure les effets d'une réionisation non instantanée.

Le cas du groupe local

Les simulations présentées ici utilisent des conditions initiales disposant d'une paire de galaxies MW-M₃₁ avec des caractéristiques proches de celles du Groupe Local à $z = 0$ (voir section 9.1.2). L'avantage de cette simulation est que le contexte cosmologique est suffisamment représentatif pour pouvoir déterminer si ce couple a été réionisé de manière autonome ou de manière externe, menant à des propriétés différentes. Cette section est consacrée à l'étude de la réionisation de cette paire de galaxies particulières.

Ces galaxies sont représentées par les points sur la figure 9.4. On y mesure qu'elles sont réionisées légèrement plus tard que la médiane de leur classe de masse mais toujours plus tôt que la moyenne du volume. Dans le cas de la méthode des particules, les deux ont réionisées en même temps. Cette méthode a tendance à considérer une grande partie de la masse provenant de l'IGM et étant donnée la proximité spatiale des progéniteurs il est attendu que leur environnement ait été ionisé en même temps.

Dans le cas de la méthode des progéniteurs, M₃₁ a réionisé significativement plus tôt. Ceci s'explique par le fait que M₃₁ est plus massive que MW et a donc formé des étoiles, et réionisé plus tôt que MW.

Les progéniteurs à redshift $z = 10.8$ du couple Voie Lactée - Andromède sont superposés à la carte de redshift d'ionisation et représentés sur la figure 9.5. On mesure que la dispersion spatiale de M₃₁ est plus importante que celle de MW et le fait que M₃₁ ait une durée de réionisation plus importante que MW est sans doute lié à cette étendue spatiale. On remarque également que les progéniteurs ont tendance à être dans des bulles ionisées distinctes à redshift $z > 10$, suggérant une réionisation autonome du Groupe Local et une réionisation isolée de chaque composante : M₃₁ n'a pas été influencé par MW et vice-versa. Dans le cas d'une réionisation par un front externe, un gradient de redshift serait présent sur la carte, ce qui n'est pas le cas ici.

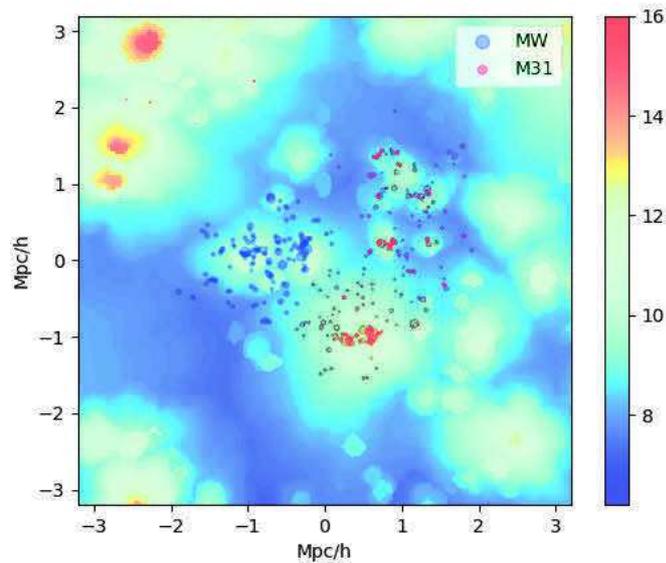


FIGURE 9.5 – Progéniteurs du couple M31-MW à redshift $z = 10.8$ superposés à la carte de redshift d’ionisation.

Conclusions et perspectives

Cette étude montre que les halos les plus massifs à $z = 0$ réionisent plus tôt que les autres, car leurs sources de rayonnement ionisant apparaissent plus tôt et que leurs environnements sont généralement plus denses. Ils ont également des durées de réionisations plus grandes. Il est possible de faire le lien avec l’étude sur la vitesse des fronts d’ionisation présentée dans la section 8 : cette importante durée peut être expliquée par le fait que leur étendue spatiale et leur masse de gaz neutre soit plus importantes, mais aussi par le fait que la propagation de l’ionisation a tendance à être plus lente dans les environnements denses. Les halos les plus massifs ont tendance à réioniser tôt mais lentement car ils se trouvent dans les régions denses et que les fronts ont des vitesses relativement faibles dans ces régions. Quand le rayonnement atteint les zones de densités plus faible, les fronts d’ionisation accélèrent, et atteignent des halos qui seront réionisés plus tardivement mais de manière plus rapide expliquant le fait que les plus petits halos réionisent plus tard que la moyenne et extrêmement rapidement. Cette interprétation mérite toutefois une analyse plus en détails.

L’application au Groupe Local tend à confirmer l’hypothèse que celui-ci s’est réionisé de manière autonome et n’a pas été influencé par les grandes structures de son environnement comme Virgo. Comme une réionisation interne a des conséquences sur la distribution radiale des galaxies satellites (OCVIRK et AUBERT, 2011) une réionisation interne anisotrope pourrait avoir une influence sur la configuration des

plans de satellites observés (GILLET et al., 2015). Par exemple une ré-ionisation interne présentant une forte anisotropie il est possible que le rayonnement ait "éteint" une partie des satellites à haut redshift et dans une direction particulière, tandis qu'une autre partie aurait vu le rayonnement de manière plus tardive. Potentiellement un tel scénario pourrait expliquer le plan de galaxies autour de M31 observé par IBATA et al., 2014.

Cinquième partie

VISUALISER LES SIMULATIONS

Cette partie est liée proceeding de conférence présenté en annexe [f](#).

"Immersive 3D visualization of astronomical data"

A. Schaaff, J. Berthier, J. Da Rocha, N. Deparis, S. Derriere,
P. Gaultier, R. Houpin, J. Normand et P. Ocvirk.

INTRODUCTION À LA VISUALISATION DE DONNÉES

La visualisation de simulations numériques est importante car elle permet d'obtenir énormément d'informations facilement et rapidement. Le cerveau humain est efficace pour identifier les motifs qui se détachent visuellement de leur environnement. Elle permet une première approche qualitative qui va ensuite permettre de cibler une seconde approche plus quantitative.

En fonction du public auquel s'adresse la visualisation, l'information utile sera différente et l'accent sera mis sur différents aspects. On distinguera principalement trois catégories :

— Le grand public.

Il sera principalement touché par les images de vulgarisations que l'on peut trouver sur internet ou dans les magazines. Ce type d'image n'a pour seul but que d'être artistique et agréable à regarder.

— L'éducation.

Les images à vocation éducatives se doivent aussi d'être belles, mais elles doivent également comporter une partie informative. Elles doivent contenir une certaine dose d'information supplémentaire par rapport aux images purement artistiques.

— Les professionnels.

Enfin, les outils de visualisation pour les professionnels disposent généralement de tous les outils nécessaires à la quantification de l'information. On pourra par exemple analyser différents champs physiques, sous différents angles, changer les échelles de couleurs, etc.

Le principal défi de la visualisation des simulations cosmologiques est la quantité de données qu'elles représentent. Si il est possible de faire des rendus pré-calculés d'images, il est encore impossible d'avoir une représentation en temps réel d'une simulation de taille moyenne. Pourtant il existe des techniques (dans le monde des jeux vidéo par exemple) permettant d'afficher dynamiquement des univers en 3 dimensions gigantesques de manière fluide sur des machines grand public.

Nous avons vu dans la section 3.1 qu'il existe deux types de représentations de la physique dans la simulation : la grille et les particules. Ces deux représentations utilisent chacune des techniques de visuali-

sations particulières. Dans la suite de cette partie nous allons aborder séparément ces types de représentations et survoler les contraintes et les techniques associées à chacune d'elles.

Nous commencerons par aborder la visualisation de données sur grille, puis dans un second temps nous nous concentrerons sur la représentation des particules.

10.1 PROJETER UNE GRILLE AMR

Nous cherchons ici à créer une image des résultats produits par EMMA. En sortie d'EMMA, l'information est sous forme de liste de cellules AMR disposant d'une position et d'une taille, dans un espace en trois dimensions (voir section 5.4). Une image est composée d'une matrice à deux dimensions de pixels, généralement réguliers en forme et en taille. Il est donc nécessaire d'effectuer une transformation entre ces deux représentations. Cette transformation (on parlera de projection) mène à la perte d'une dimension, qui sera réduite à l'aide de lignes de visées.

Le tirage des lignes de visées

Il existe différents types de méthodes de projections qui dépendent de la gestion des lignes de visées. Dans la suite de ce chapitre nous allons développer deux d'entre elles : la projection en perspective et la projection orthogonale (Fig 10.1).

LA PROJECTION ORTHOGONALE correspond à l'approximation de grande distance. Les rayons sont parallèles entre eux et le cube de données est comme "écrasé" ou "imprimé" suivant un axe donné. Cette projection est moins naturelle, dans le sens où elle ne correspond pas à ce que nous avons l'habitude de percevoir, mais elle a l'avantage d'être relativement simple à mettre en œuvre.

LA PROJECTION EN PERSPECTIVE correspond au cas où l'observateur est ponctuel et au centre d'une sphère, les rayons lumineux lui provenant radialement. C'est la projection qui se rapproche le plus de la vision "naturelle".

La réduction des lignes de visées

Avant d'aborder le tirage des lignes de visées à proprement parler, voyons rapidement comment leur assigner une valeur unique pour effectuer la projection. Il existe différentes façons de réduire les lignes de visées, en voici quelques-une que j'ai pu utiliser :

- La moyenne ou la somme ont l'avantage d'être facilement implémentable et de garder l'information sur toute la ligne de visée.

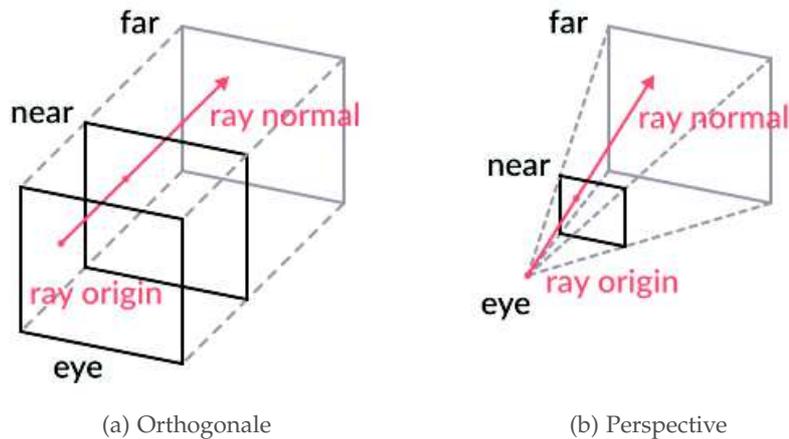


FIGURE 10.1 – Les deux types de projections que nous allons aborder. La gestion des lignes de visées est différente entre ces deux projections.

- Le maximum permet d’augmenter significativement le contraste, rendant les images visuellement plus intéressantes que la moyenne/somme mais en contrepartie certaines projections peuvent présenter des artefacts indésirables.
- L’épaisseur optique permet de garder de l’information sur toute la ligne et d’être une représentation avec une signification physique car elle utilise les équations de transfert du rayonnement. Cependant elle est plus gourmande en ressources. Pour faire de la visualisation pure on pourra utiliser une expression du type :

$$v = \sum e^{-x} \quad (10.1)$$

On pourra également être plus quantitatif en utilisant les vraies équations physiques de l’épaisseur optique faisant intervenir différents champs.

- Et d’une manière générale, toute transformation permettant d’obtenir une seule valeur à partir d’une série.

10.2 PROJECTION ORTHOGONALE

La projection orthogonale est la plus directe car tous les rayons sont parallèles entre eux et suivent un axe de la grille. Comme la grille est ici composée de cellule de différentes tailles, il est nécessaire de prendre en compte l’étendue spatiale de chaque cellule de manière individuelle.

J’ai développé une méthode de projection d’AMR sur une grille (2D ou 3D) de taille arbitraire en utilisant des histogrammes. Ces fonctions étant très bien optimisées, la performance de génération des cartes/cubes est généralement satisfaisante (de l’ordre de quelque se-

condes pour un cube de 1024^3 avec les fonctions histogramme de la librairie *NumPy*). L'idée est de considérer les cellules AMR comme des particules et de les projeter sur un histogramme niveau par niveau.

Par exemple, prenons comme objectif de projeter la densité de gaz provenant d'une grille AMR 3D de niveau de base $L_0 = 8$ sur une matrice 2D 256^2 . En réalisant un histogramme 2D sur les positions x et y des cellules, on obtient directement un projection suivant l'axe z de la grille AMR. Les valeurs de toutes les cellules ayant des positions comprises dans un intervalle $(x+dx, y+dy)$ seront automatiquement ajoutées au pixel correspondant.

Cependant, dans le cas d'une grille AMR il est nécessaire de prendre en compte une pondération pour les cellules raffinées. Le volume d'une cellule est défini en fonction de son niveau $dV = 2^{-3L}$: son poids w en fonction de la valeur ρ à projeter sera $w = \rho \cdot dV$. L'image finale sera alors obtenue en réalisant un histogramme pondéré par w .

Ceci n'est valable que dans le cas d'une projection sur le niveau de base de la grille AMR. Cependant il est possible de projeter la grille à une résolution supérieure. Prenons par exemple une grille de niveau $L_0 = 8$ raffinée une fois. Pour obtenir une image 512^2 , on projettera d'abord toutes les cellules de niveau 8 (et seulement ces cellules) pour obtenir une matrice 256×256 . On agrandira cette matrice avec des opérateurs de changement de grille (cf section 3.2.3.3). Nous obtenons alors une première grille de taille 512×512 présentant de l'information manquante aux emplacements des endroits raffinés. On projettera ensuite de la même manière les cellules du niveau $L = 9$ pour obtenir une seconde matrice de taille 512×512 . Cette seconde matrice sera finalement utilisée pour combler les trous de la première.

Dans le cas où le niveau de projection ne correspond pas au niveau maximum de l'AMR, il suffira de modifier la pondération des niveaux supérieurs au niveau de projection en utilisant :

$$w = \rho \cdot (2^{L_{\max} - L})^3. \quad (10.2)$$

Ainsi toute les cellules se trouvant sur des niveaux supérieurs au niveau de projection seront automatiquement prises en compte.

Le principal inconvénient de la méthode des histogrammes est qu'il n'est possible de réaliser que des projections utilisant la moyenne. Or on voudra dans certain cas considérer d'autres réductions de lignes de visées. Dans le cas de la création d'une carte 2D de maximum par exemple, il est nécessaire de générer un cube avant de réaliser la projection. L'avantage est que cette méthode est aisément transposable à trois dimensions en utilisant des histogrammes 3D.

J'ai utilisé cette méthode pour projeter quelques champs de données de la simulation CODA I- AMR. Un exemple d'image réalisée est présenté sur la figure 9.1. Pour réaliser cette image j'ai projeté une tranche de $8/h$ cMpc d'épaisseur sur le niveau de base ($L=11$). Cette projection a été effectuée trois fois, pour la température, pour

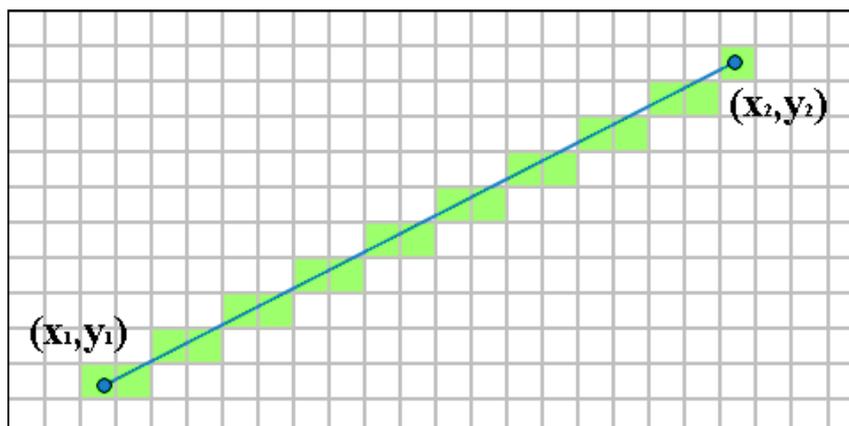


FIGURE 10.2 – Algorithme de Bresenham.

la densité et pour l'état d'ionisation du gaz. L'image finale est une composition RGB de ces trois champs.

J'ai également généré des images de 16384^2 pixels (256 Mégapixel), en découpant le cube en tranche sur lesquelles j'ai effectué une projection par moyenne sur le niveau maximum. J'ai ensuite réalisé un maximum sur les tranches obtenues pour générer l'image finale. Ces images sont visibles en ligne : <http://nicolasdeparis.github.io/maps/>.

10.3 PROJECTION EN PERSPECTIVE

Dans le cas de la projection en perspective, les lignes de visées ne sont plus parallèles, et il n'existe plus de façon directe de les récupérer. Il devient nécessaire d'avoir recours au lancé de rayons. Cette technique, permet de récupérer toute les cellules interceptées par un segment de droite donné.

Lancé de rayons

L'algorithme de bresenham

J'ai utilisé l'algorithme de Bresenham (voir figure 10.2) pour lancer des rayons. C'est une technique optimisée qui consiste à manipuler des indices de cellules pour déterminer quelles cellules interceptent un segment arbitraire. Cette technique est rapide mais ne fonctionne cependant que sur grille régulière. Il est donc nécessaire de projeter la grille à la résolution désirée avant de tirer les rayons.

La méthodes KD-tree

J'ai mis en place une autre technique dans le but d'explorer directement l'AMR et éviter la projection sur grille régulière. De la même manière que la technique de calcul des flux (voir partie 7.3.0.1) cette

technique repose sur l'utilisation d'un arbre KD-tree pour déterminer les cellules par lesquelles passe le rayon. La première étape consiste à tracer une ligne de visée dans l'espace et de la discrétiser en un certain nombre de vertex. Pour chaque vertex de cette ligne on recherchera dans l'arbre quelle cellule AMR est la plus proche. Enfin on associera la valeur de cette cellule au vertex en question. Cette technique nécessite la génération de l'arbre sur la grille mais a l'avantage d'économiser le temps de projection de l'AMR sur une grille régulière.

Application

Indépendamment de la méthode de lancé de rayons, il est nécessaire de définir la caméra. C'est à dire qu'il faut localiser le point de départ (la position de la caméra) et les points d'arrivés (angle de vue ou Field Of View (FOV) et profondeur de champs) des rayons. Pour l'exemple présenté sur la figure 10.3, la caméra est positionnée au centre d'un cube de densité de gaz $P_i = (0.5, 0.5, 0.5)$. J'ai ensuite défini une caméra sphérique avec HealPix (see Sec. 7.3.0.1) pour lancer les rayons dans la sphère inscrite au cube. La projection a utilisée ici 786432 rayons et chaque rayon à utilisé une réduction de type épaisseur optique (voir équation 10.1).

Il est ensuite nécessaire de projeter la sphère sur une surface plane. J'ai utilisé la projection equirectangle qui est la projection la plus utilisée en photographie et vidéo sphérique. Elle présente un ratio d'aspect de 2 :1 correspondant à un FOV de $360 \times 180^\circ$.

Cette projection est triviale puisqu'elle consiste à associer les positions cartésiennes des pixels aux angles des rayons :

$$x = \theta \qquad y = \phi. \qquad (10.3)$$

La densité de points n'étant pas uniforme dans ce référentiel, il est nécessaire de réaliser une interpolation sur une matrice régulière pour obtenir l'image finale. Ce type d'images se prête bien à la vulgarisation, car le résultat final est léger et peut être utilisé avec un visualisateur de type Google Cardboard par exemple pour obtenir une visualisation interactive facile à diffuser.

Il est également possible d'utiliser ce type de méthode à des fins plus quantitatives. En fonction de la méthode de réduction des rayons, il peut être possible d'étudier pour des halos spécifiques, la fraction d'échappement des photons ou les flux hydrodynamiques en fonction de la direction. Il est également possible de créer des observatoires virtuels en simulant différents types d'instruments.

10.4 MOVIE

J'ai implémenté dans EMMA, la possibilité d'obtenir une matrice 2D par pas de temps, représentant une projection orthogonale de la

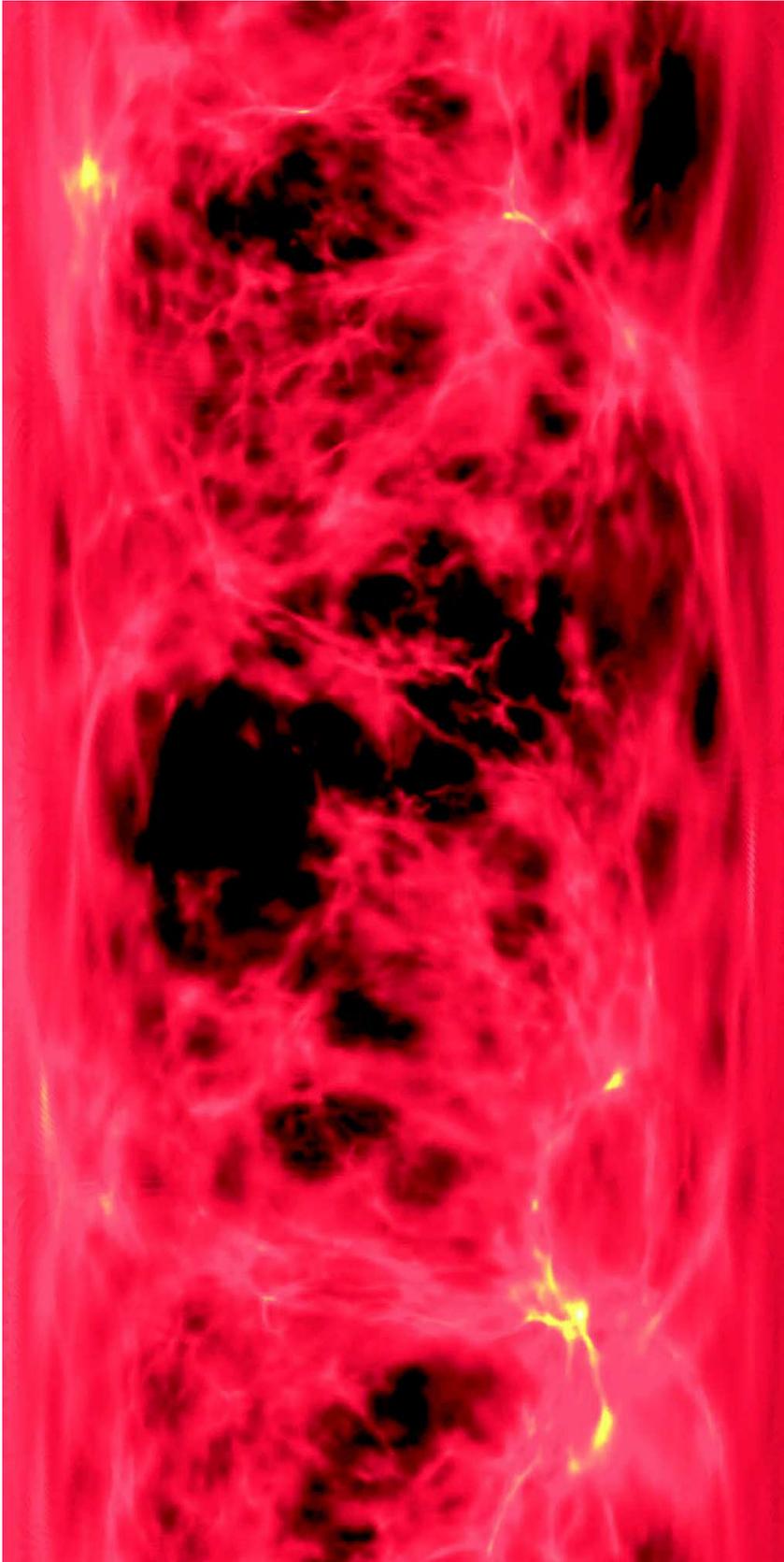


FIGURE 10.3 – Projection equirectangle d'une cube de densité. Ce type d'image représente une vue de 360° par 180° (un ratio d'aspect de 2 : 1). Ici la projection est réalisée depuis le centre de la simulation.

grille suivant un axe donné. La projection est réalisée de la même manière que précédemment mais à la volée et à chaque pas de temps. Le choix a été fait de réaliser la projection à la fin de chaque pas de temps du niveau de base, ce qui limite la résolution temporelle à celle du niveau de base.

Les simulations que j'ai pu réalisées comportaient environs un millier de pas de temps, et génèrent donc autant d'images ($N_{dt} \approx 10^3$). A 25 images pas seconde cela représente une durée d'environ 40 secondes de vidéo.

10.5 CÔNE DE LUMIÈRE

A partir des images générées par le mode movie, il est possible de créer une image composite appelée "cône de lumière" ou "light cone". Un "light cone" est une image ayant une dimension spatiale sur un axe et une dimension temporelle sur le second axe.

En pratique, l'idée est de prendre des fines tranches successives dans les sorties movie et de les juxtaposer pour former une nouvelle image. Considérons que les matrices en sorties ont une résolution $N_p = 1024^2$ pixels. On prendra alors une tranche d'une épaisseur dx donnée suivant l'axe y sur l'image du pas de temps i_{dt} , puis une deuxième tranche de la même épaisseur, mais décalée de dx dans l'image i_{dt+1} , et ainsi de suite. La position du début S_i et de la fin S_f de la tranche dans l'image sera :

$$S_i = (dx \cdot i_{dt}) \% N_p \quad S_f = S_i + dx. \quad (10.4)$$

Le modulo sur la taille de l'image permet de gérer les conditions périodiques simplement. On prendra également garde à utiliser une épaisseur de tranche qui soit un multiple entier du nombre de pixels de l'image de manière à respecter l'alignement au niveau des conditions périodiques. Le ratio d'aspect Φ est le rapport entre la hauteur et la longueur de l'image :

$$\Phi = \frac{N_{dt} \times dx}{N_p} \quad (10.5)$$

Étant donné que N_{dt} et N_p sont fixés par les paramètres de la simulation, il n'est possible de gérer le ratio d'aspect qu'en fonction de l'épaisseur de la tranche dx . Plus le ratio d'aspect sera important, plus les structures vont se répéter sur le light cone.

Un light cone réalisé avec cette méthode et à partir de la simulation CoDa I est présenté sur la figure 10.4. L'image résultante est un composite RGBA de la densité de matière noire, de la densité de gaz, de la température et de l'état d'ionisation.

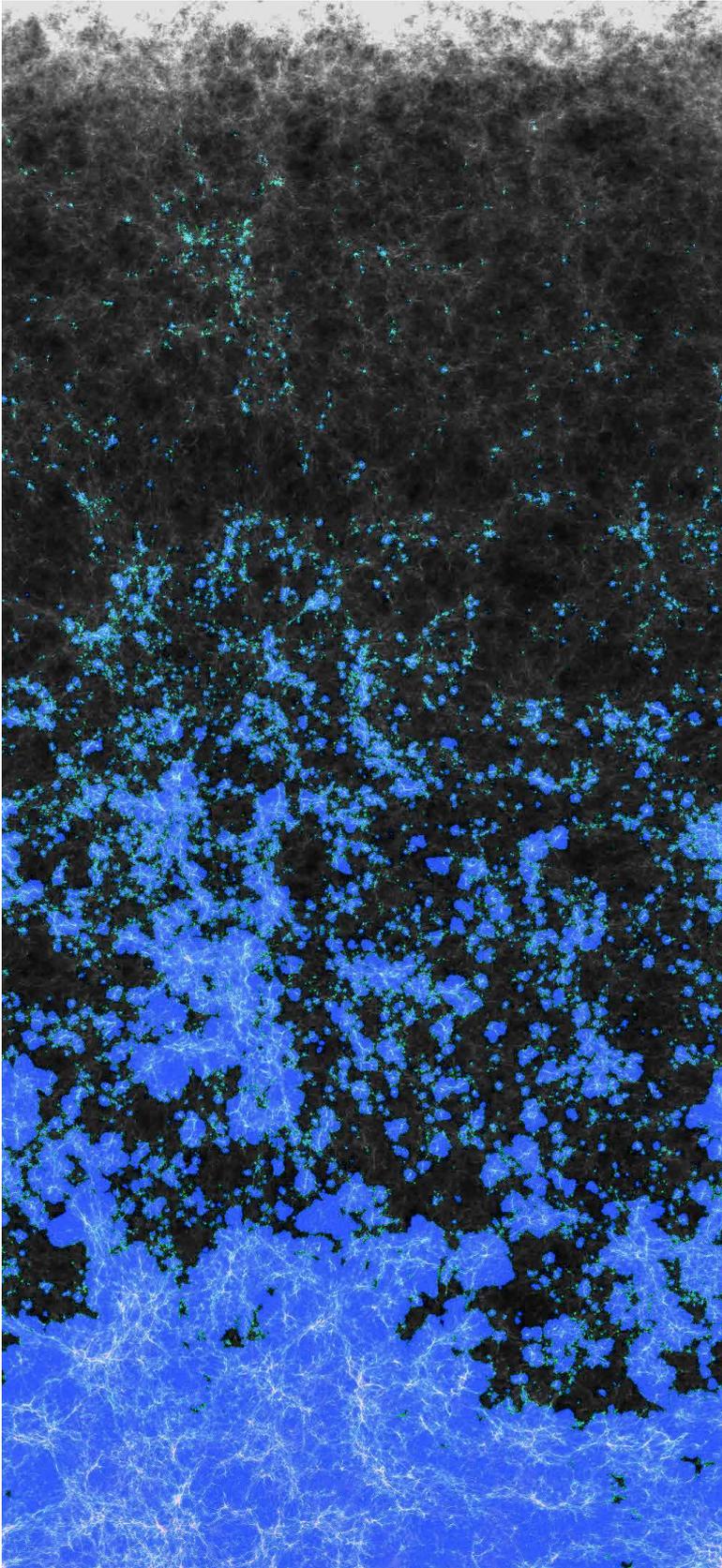


FIGURE 10.4 – Light cone de la simulation CoDa I $(64/h\text{Mpc})^3$. Le temps se déroule de haut en bas sur plus de 700 Myrs. Le voile bleu représente l'état d'ionisation du gaz. L'apparition des bulles d'ionisation est localisée autour des structures les plus denses.

10.6 PROJECTION INTERACTIVE EN 3D

Les projections présentées jusqu'ici sont toutes des projections pré-calculées de grille [AMR](#). Nous nous concentrons dans cette section sur la visualisation de données sous formes de particules, et avec l'objectif de pouvoir explorer ces données en temps réel. Explorer les simulations produites en trois dimensions et en temps réel, permettrait un énorme gain de temps au niveau de l'analyse, puisqu'il serait alors possible de localiser visuellement et très rapidement les régions d'intérêts.

J'ai fait quelques essais de visualisations en temps réel en utilisant des frameworks existant. J'ai testé par exemple Blender, un logiciel dédié à la 3D et utilisé son interface python pour y charger les données EMMA afin de les représenter. Les résultats, n'ont pas été à la hauteur des espérances, particulièrement au niveau des performances.

J'ai également utilisé *Irrlicht Engine* un moteur de jeu open source simple d'utilisation permettant des déplacements en temps réel dans un univers 3D à la manière d'un jeu de tir à la première personne. L'utilisation de ce type de moteur de jeu permet l'utilisation d'une grande variété de fonctions pré-existantes. Ces fonctions permettent de créer un univers, d'y placer des particules, de créer une caméra et d'y associer des mouvements de façon intuitive. De plus, Irrlicht possède un module Oculus Rift qui m'a permis d'explorer le monde ainsi créé en réalité virtuelle. Ce test de visualiseur en réalité virtuelle a été réalisé en parallèle de ceux présentés dans l'article de conférence en annexe [f](#). Son principal inconvénient est ses performances limitées. Dans Irrlicht, l'affichage d'une particule se fait par l'intermédiaire d'un "billboard" qui est une surface polygonale faisant toujours face à la camera. Une particule n'étant pas représentée par un simple point, la performance en est limitée. Dans le but d'obtenir de meilleur performance, j'ai développé un visualiseur de particule directement en OpenGL, un langage graphique bas niveau permettant de meilleurs optimisations que l'utilisation de moteurs de jeux préexistant. Une capture d'écran d'un cube de 128^3 particules de matière noire, rendu de ce visualiseur est présenté sur la figure [10.5](#). Ce nouveau visualiseur est capable d'afficher environs huit fois plus de particules que le précédent utilisant Irrlicht avant de ressentir des ralentissements notables à l'affichage.

En plus de la visualisation interactive statique, j'y ai ajouté la possibilité de visualiser l'évolution temporelle d'une simulation. L'idée est d'interpoler les positions des particules entre deux instants écrit par EMMA et de déplacer les particules en lignes droite entre ces deux instants. La principale difficulté est alors de mettre à jour la position des particules. Comme dans le cas de la programmation [GPU](#) implémentée dans EMMA (voir section [5.3](#)) la programmation OpenGL nécessite des communications entre le [CPU](#) et le [GPU](#). Les

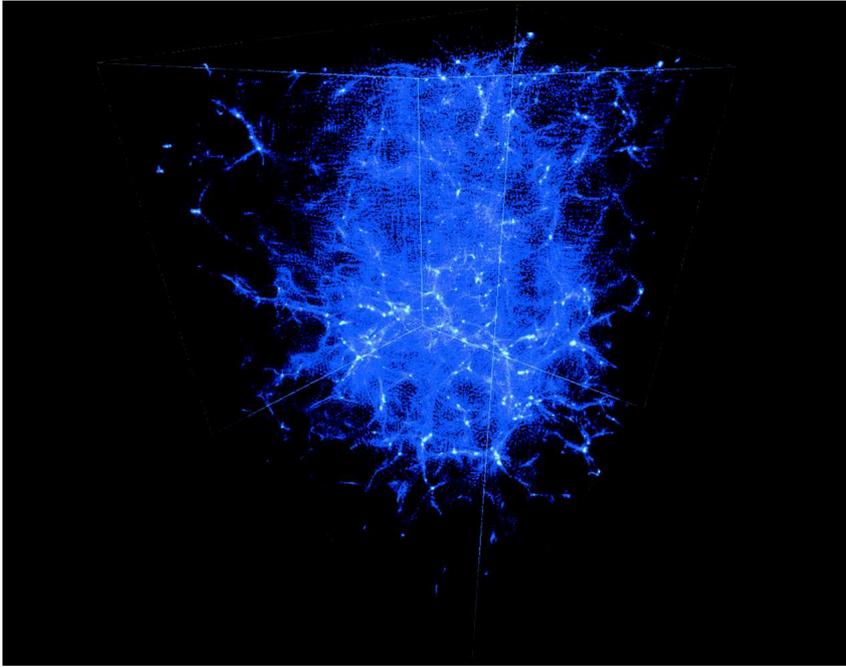


FIGURE 10.5 – Capture d'écran de mon viewer 3D en OpenGL. Le déplacement en temps réel dans un système de particules de matière noire en mouvement est très instructif.

positions des particules sont définies en mémoire sur le CPU puis envoyées sur le GPU pour l'affichage. Lors du déplacement, ces transferts sont fait à chaque frame et ralentissent considérablement les performances. Pour résoudre ce problème et en utilisant une passerelle entre OpenGL et CUDA, j'ai pu réaliser les déplacements directement sur la carte graphique et économiser les temps de transferts. Au final, la visualisation de la formation des structures de matières noires en temps réel est très instructive et permet de mieux cerner la dynamique à l'œuvre dans les simulations N-corps.

Ce projet a néanmoins été mis de côté, car un projet bien plus ambitieux a été amorcé par A. Schaaff du Centre de Données astronomique de Strasbourg (CDS). L'objectif est de réaliser un visualiseur capable de représenter un volume de données aussi conséquent que ceux des simulations CoDa. Pour se faire, il utilise un système de base de données organisée en octree permettant un affichage adaptatif des particules en fonction de leur distance à la caméra. Cet outil est réalisé en JavaScript et utilise les technologies web pour un affichage à distance dans un navigateur internet, les données en elle même étant stockées sur un serveur. Les premiers pas de cet outil sont prometteurs, puisqu'il dispose déjà de modules de mesures et de sélection permettant un usage scientifique.

Sixième partie

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'étude de l'époque de réionisation pose un certain nombre de questions sur son déroulé et son influence sur les galaxies que nous observons dans l'Univers local. Voici un rappel des questions posées en introduction :

- Quelles sont les physiques nécessaires à la bonne modélisation de l'époque de la réionisation, à quelles échelles ces phénomènes interviennent-ils et comment s'est propagée l'ionisation dans l'Univers ?
- Comment la formation stellaire des premières générations d'étoiles a-t-elle impacté l'apparition des générations suivantes d'étoiles ? L'Univers a-t-il été réionisé par quelques grosses sources très lumineuses ou par de nombreuses sources moins énergétiques ? Quel impact la réionisation a-t-elle eu sur la formation des galaxies et y a-t-il des marques dans l'Univers local ?
- Comment modéliser au mieux les différents physiques à l'œuvre ? Comment simuler la réionisation efficacement et comment tirer profit au maximum du matériel disponible pour que ces simulations aient un coût raisonnable ? De quelle résolution a-t-on besoin et quels sont les compromis nécessaires ?

Pour tenter de répondre à ces questions, il faut développer des outils. Nous avons présenté EMMA un nouveau code de simulations cosmologiques créé dans l'objectif d'étudier l'époque de réionisation. EMMA utilise un certain nombre de principes éprouvés mais reste encore jeune et l'introduction de techniques comme la parallélisation GPU pose certains défis. J'ai participé à différents aspects de son développement et acquis une vision complète des principes numériques à l'œuvre.

Une de mes contributions principales a été le développement et l'implémentation d'un modèle de formation et d'évolution stellaire. Ce modèle prend en compte une série de contraintes imposées par l'architecture d'EMMA et par les échelles que l'on cherche à étudier. Nous avons vu que dans ces modèles la formation stellaire s'influence elle-même par des mécanismes de retro-action. Ces mécanismes sont complexes et certains agissent à des échelles qui ne sont pas encore accessibles aux simulations cosmologiques de la réionisation. Nous avons vu que dans nos modèles les principaux contributeurs au budget de photons étaient les halos avec des masses $M \approx 10^{10} M_{\odot}$ compa-

rables à celle de la Voie Lactée à cette époque. Nous avons vu qu'aux échelles considérées, la diminution du budget de photons induit par la suppression de la formation stellaire par les supernovae peut être compensée par l'expulsion du gaz également par les supernovae, menant à une augmentation de la fraction d'échappement des photons.

Une fois les sources mises en place, nous avons étudié comment l'ionisation se propage dans les simulations à l'aide des cartes de redshifts de réionisation. La mise en place d'un outil servant à quantifier la vitesse de propagation des fronts d'ionisation dans les simulations a permis de mesurer l'influence de l'approximation de la vitesse de la lumière réduite. La conclusion de cette étude est qu'une vitesse de la lumière réduite à 30% de sa vraie valeur permet un gain en terme de calcul d'un facteur 3 et a un faible impact sur l'ensemble du processus. L'utilisation des cartes de redshifts de réionisation sur la simulation CoDa I AMR a permis d'étudier l'histoire de réionisation en fonction de la masse des halos à $z=0$. Ceci a permis de mettre en évidence que l'histoire de réionisation d'un halo est corrélée avec sa masse. L'application de cette technique à l'étude du Groupe Local a permis d'appuyer l'hypothèse selon laquelle il se serait ionisé lui-même, sans être influencé par les grandes structures environnantes.

Cette thèse a également été l'occasion de créer quelques belles visualisations. J'ai présenté quelques techniques et explorations dans le domaine de la visualisation de données.

Les travaux réalisés durant cette thèse ont ouvert la voie à un certain nombre d'études nécessaires pour compléter notre compréhension des simulations de la réionisation.

Un des facteurs les plus limitant de cette étude est l'utilisation d'une résolution unique, celle qui est utilisée par les plus grandes simulations de la réionisation à l'heure actuelle. Cette résolution est définie par l'équilibre entre les capacités de calculs disponibles et la taille nécessaire à la modélisation de l'IGM et il s'agit sûrement du meilleur compromis actuellement. Cependant nous savons qu'un certain nombre de physiques à l'œuvre est modélisé par des modèles sous-grille, trop simplistes pour représenter correctement la réalité. L'extrapolation de résultats issus de simulations à hautes résolutions (mais petits volumes) pour tirer des conclusions sur la modélisation de la physique dans les simulations de grands volumes (mais à basses résolutions) semble une piste intéressante à explorer.

Il manque également un certain nombre de physiques dans ces études. Par exemple, les quasars sont des sources rares mais suffisamment lumineuses pour être essentiels au processus de réionisation (CHARDIN, PUCHWEIN et HAEHNELT, 2017). L'introduction de cette physique supplémentaire dans les simulations constitue une piste intéressante pour l'avenir. Cependant les quasars étant extrêmement lumineux, les simulations doivent couvrir des volumes encore plus grands que ceux considérés ici.

Les études présentées ici utilisent un modèle de gaz constitué exclusivement d'hydrogène atomique. L'introduction des processus de refroidissement gouvernés par l'hydrogène moléculaire et l'hélium permettrait une meilleure modélisation des processus d'effondrement du gaz, une meilleure contrainte des processus de formation stellaire et permettrait d'étudier l'IGM à $z < 6$ avec une meilleure modélisation de la température. De la même manière, l'enrichissement en métaux par les supernovae n'a pas été exploré et mériterait de l'être.

L'analyse de la propagation de l'ionisation de l'Univers utilise des cartes de redshifts de réionisation, ces cartes sont porteuses d'énormément d'information et ont à mon avis un grand potentiel. Les cartes de réionisation présentées ici sont des cartes Eulériennes car basées sur la grille. Il est en théorie possible de créer une carte de réionisation Lagrangienne en associant un redshift de réionisation aux particules. Ce type de carte permettrait de compléter la représentation existante et de rendre bien plus rapide l'association avec les halos.

Au niveau numérique, les perspectives se focalisent sur l'amélioration d'EMMA. Ce code est encore jeune et des optimisations conséquentes sont possibles. Par exemple, l'utilisation de GPU est intéressante et offre déjà une accélération globale acceptable comparativement à une exécution purement CPU. Le facteur d'accélération global est de l'ordre 3 mais pris individuellement les solveurs ont un facteur d'accélération de l'ordre de 20. Cependant nous avons identifié un goulot d'étranglement conséquent qui pourrait être éliminé par un changement dans l'organisation de l'arbre AMR. Par exemple, l'utilisation de courbes de Morton permettrait une gestion efficace de l'arbre AMR rendant possible sa gestion par le GPU. Il serait alors possible de copier intégralement l'arbre dans la mémoire du GPU évitant ainsi les manipulations et copies de données coûteuses en ressources.

Le projet CoDa continue, et les simulations produites ont encore énormément de potentiel scientifique à exploiter. Nul doute qu'à l'avenir, les simulations vont continuer à modéliser des phénomènes de plus en plus complexes et nous continuerons à tendre vers une meilleure description de la réalité.

Septième partie

PUBLICATIONS

a

PUBLICATION ACCÉPTÉE N°1

EMMA: an adaptive mesh refinement cosmological simulation code with radiative transfer

Dominique Aubert,[★] Nicolas Deparis and Pierre Ocvirk

Observatoire Astronomique de Strasbourg, CNRS UMR 7550, Université de Strasbourg, Strasbourg, France

Accepted 2015 August 13. Received 2015 August 13; in original form 2015 April 13

ABSTRACT

EMMA is a cosmological simulation code aimed at investigating the reionization epoch. It handles simultaneously collisionless and gas dynamics, as well as radiative transfer physics using a moment-based description with the M1 approximation. Field quantities are stored and computed on an adaptive three-dimensional mesh and the spatial resolution can be dynamically modified based on physically motivated criteria. Physical processes can be coupled at all spatial and temporal scales. We also introduce a new and optional approximation to handle radiation: the light is transported at the resolution of the non-refined grid and only once the dynamics has been fully updated, whereas thermo-chemical processes are still tracked on the refined elements. Such an approximation reduces the overheads induced by the treatment of radiation physics. A suite of standard tests are presented and passed by EMMA, providing a validation for its future use in studies of the reionization epoch. The code is parallel and is able to use graphics processing units (GPUs) to accelerate hydrodynamics and radiative transfer calculations. Depending on the optimizations and the compilers used to generate the CPU reference, global GPU acceleration factors between $\times 3.9$ and $\times 16.9$ can be obtained. Vectorization and transfer operations currently prevent better GPU performance and we expect that future optimizations and hardware evolution will lead to greater accelerations.

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

1 INTRODUCTION

Starting in the 1970s, numerical simulations became part of the astrophysicist’s toolkit to investigate regimes where non-linearities, strong coupling between different physics and multi-scale processes are dominant. The study of structure formation in a cosmological context is an archetypal example of such intricacies and has thus driven the rise and the growth of the so-called cosmological simulations for decades now. These simulations have successively included collisionless dynamics and hydrodynamics, and routinely implement sub-resolution physics, such as star formation or feedback from supernovae, to model the galaxy formation process.

Recently, the challenges encountered in galaxy formation theory and the near advent of new observatories capable of investigating the Universe at redshifts $z > 6$ (such as the *James Webb Space Telescope* and the Square Kilometre Array) have produced interest in the study of the reionization epoch. Interesting in its own sake, as a great cosmic transition produced by the first sources and capable of reionizing the Universe, this epoch will be studied in situ and will provide insights on the initial stages of the structure formation process (see, e.g., reviews by Barkana & Loeb 2001; Pritchard

& Loeb 2012). Reionization is also thought to provide keys to understanding the current state of galaxies, with the rise of a UV background capable of suppressing star formation in light objects (see, e.g., Gnedin 2000; Hoefl et al. 2006; Finlator, Davé & Özel 2011; Wise et al. 2012). Consequently, numerical simulations of the reionization started to appear 15 years ago to assess this process and prepare for the advent of observational constraints (see Trac & Gnedin 2011 for a review).

The common feature of such simulations is the inclusion of radiative transfer (RT) physics, to model the impact of the UV photons emitted by the first sources. Quite demanding in terms of computing resources, RT is often included as a post-processing step on outputs of simulations to reduce this cost: absorbers are static and ad hoc recipes are included to model the negative feedback of radiation on sources (see, e.g., Ciardi, Stoehr & White 2003; Iliev et al. 2006; Mellema et al. 2006; McQuinn et al. 2007; Zahn et al. 2007; Baek et al. 2010; Chardin, Aubert & Ocvirk 2012; Paardekooper, Khochfar & Dalla Vecchia 2013; Ocvirk et al. 2013, 2014; Zawada et al. 2014). Nevertheless, radiative hydrodynamics codes started to be implemented (like recently, e.g., Finlator et al. 2011; Rosdahl et al. 2013; Pawlik, Schaye & Dalla Vecchia 2015). They cope with the reduced timescales (and therefore increased CPU cost) produced by radiation physics using massive parallelism (see, e.g., Trac & Cen 2007; Norman et al. 2015), methodological solutions (such as

[★] E-mail: dominique.aubert@astro.unistra.fr

implicit solvers like, e.g., González, Audit & Huynh 2007; Norman et al. 2015) or specific physical regimes (such as a reduced speed of light like, e.g., Rosdahl et al. 2013; Gnedin 2014). Whatever will be the solution, radiation will surely become an additional standard component of future cosmological simulation codes. This evolution is greatly illustrated by the number of participating codes in comparison projects such as Iliev et al. (2006) and Iliev et al. (2009).

In this context, a new cosmological simulation code is presented here, EMMA,¹ which includes collisionless physics, hydrodynamics and RT. It builds upon the experience gathered with previous codes such as ATON (Aubert & Teyssier 2008, 2010) and a particle-mesh N -body only code (Aubert, Amini & David 2009). The aim is to tackle structure formation experiments with a special emphasis on the influence of radiation during the reionization epoch. EMMA is an adaptive mesh refinement code written in C. It runs in parallel with graphics processing unit (GPU)-driven acceleration on a selection of its sub-modules, mainly the physics engines. As such, it shares a number of features with ATON, extending its field of application to coupled radiative hydrodynamics at high resolution through mesh refinement.

The full methodology of EMMA is first described: details on how data are managed, how the physics is solved and how the parallelization is implemented are presented. Then we present a selection of validation tests, from pure dark matter (DM) experiments to more complex situations with coupled physics. Finally, we discuss the performance and the potential future developments of EMMA.

2 METHODOLOGY

2.1 Adaptive mesh implementation

EMMA relies on a grid-based description of the physical quantities and implements adaptive mesh refinement (AMR) techniques to increase dynamically its spatial resolution. The latter is typically of the order of a few cells, for all the different physics presented here, whether it is set by the smoothing of the gravitational force or the smearing of hydrodynamic shocks or ionization fronts. AMR permits us to increase this resolution with a moderate cost in terms of memory consumption by providing finer meshes only at selected locations.

Several AMR implementations exist and EMMA adopts a fully threaded tree description (Khokhlov 1998) of the data, sharing this core feature with other codes such as ART (Kravtsov, Klypin & Khokhlov 1997) and RAMSES (Teyssier 2002). In this framework, a fundamental grid divides a three-dimensional (3D) space (usually cubic but not necessarily) into $2^{3\ell_c}$ cells where ℓ_c designates its refinement level and where the cells are arranged in a Cartesian manner. For instance $\ell_c = 7$ corresponds to a fundamental 128^3 grid where each direction is sampled along 128 points. Hereafter, this fundamental coarsest grid will be referred to as the *base* grid and ℓ_c is the *base* level.

These base level cells are the roots of oct trees that fully describe the refined geometry of space. If a cell is refined, it points towards an octal structure (or *oct*) that in turns points towards eight additional cells belonging to the $\ell_c + 1$ level. This hierarchy can be recursively maintained until a satisfying resolution (i.e., refinement level) is achieved. Conversely, base level cells can also be grouped into octs that belong to coarser cells of level $\ell_c - 1$. Recursively, this process can be repeated until a single $\ell = 0$ cell is obtained. This specific

cell is therefore the root of the global AMR structure that samples the 3D space where the numerical experiments take place.

In practice, the data are organized using octs as the fundamental structures where a level ℓ oct O^ℓ contains the following information:

- (i) the level ℓ
- (ii) eight cells c_i^ℓ with $i \in [0, 7]$
- (iii) a pointer towards its parent cell $c^{\ell-1}$
- (iv) six pointers towards the six Cartesian neighbouring cells of $c^{\ell-1}$
- (v) two pointers towards the next and the previous octs in memory that belong to the same level ℓ . Note that the arrangement of octs in memory is not related to the spatial distribution of the octs in the computational domain. With this feature, octs are stored as a *doubly linked list*.

A cell c_i^ℓ contains the following information:

- (i) its index $i \in [0, 7]$
- (ii) the physical data at this location (density, potential, pressure, ionized fraction, etc.)
- (iii) a pointer towards an oct $O^{\ell+1}$ if it is refined.

Octs are mainly used for data exploration and management. They are the mandatory intermediates in probing the neighbours of a given cell. They are also the intermediate structure to scan all the cells at a given ℓ (i.e., at a given spatial resolution), as they store the pointers towards the previous and next members of the set of all the O^ℓ . These scanning operations are performed through the doubly linked list.

Cells are mainly used to store physical data. They also store a pointer towards an oct if they are refined but that is all the relational information that they possess. Any query on a neighbour cell must be passed through the parent oct. This description reduces greatly (by a factor of 8, typically) the number of relational pointers that would be required if each cell possessed its own set of neighbours: such an organization takes advantage of the fact that all the cells of an oct share a significant fraction of neighbours, at the cost of some operations to retrieve them via the octs.

Since geometrical relations between neighbours are explicit, the mesh can be arbitrarily refined without any constraint on the geometrical strategy of this refinement. Also there is no simple mapping between the position of an oct in memory and its geometrical location. As a consequence, the fully threaded tree can be extremely versatile and follow closely any physical feature that requires high resolution at the cost of storing additional information.

In refined grids, resolution jumps require special care. In particular, these interfaces are a source of errors and inaccuracies that must be controlled as much as possible. One standard requirement that must be enforced in the current description of AMR data is that resolution jumps cannot be greater than unity for two neighbouring cells. Hence, the six neighbouring pointers of an oct necessarily exist. However, it also puts constraints on the way cells are refined and the procedure takes place as follows, in this order:

- (i) An oct containing a cell marked for refinement or already refined must be maintained to ensure that resolution jumps are smaller than two. Its parent cell is therefore marked for refinement.
- (ii) If a cell is marked for refinement, so must its 26 neighbours. This ensures a smooth transition between low- and high-resolution regions by creating a buffer of high-resolution cells at the interface and also prevents large-resolution jumps.
- (iii) If a cell satisfies some user-defined criterion, it is marked for refinement. This criterion can be physically motivated (based

¹ *Electromagnetisme et Mecanique sur Maille Adaptive*

on physical values or gradients) or based on location (for a zoom simulation for instance).

In practice, step (i) is applied to all the cells that belong to a given level in a single pass. Afterwards the step (ii) criterion is likewise applied to all the cells of that level, then step (iii), resulting in three successive passes on all the cells of a given level. The marking procedure can be repeated an arbitrary number of times, especially to increase the thickness of the buffer regions at the transition between regions at two different resolutions. In practice, this procedure is applied twice, similarly to RAMSES or ART. This ensures that a cell that is refined on a physical basis (criterion 3 above) will be produced with an outer layer of two neighbouring cells at the same resolution. Once this marking has been completed, cells can be refined by creating a new oct to be attached to it or coarsened by suppressing its child oct. When refined, all the relations must be computed while the physical quantities are straightforwardly injected from coarse values.

2.2 Solvers

EMMA tracks the evolution of three fluids coupled to each other. The first is a collisionless fluid, sampled by particles in a standard particle-in-cell description. It aims to model the dynamics of stars and non-baryonic DM. Second, the code solves the Euler equations to describe the gas dynamics. We chose to follow RAMSES by using a piecewise linear method à la MUSCL²-Hancock driven by HLLC³ Riemann solvers. Third, EMMA models the propagation of radiation using a moment description of the RT equation with the M1 closure relation. Preliminary atomic processes are also included to describe the cooling and ionization that take place on top of the adiabatic evolution of the gas. Finally, EMMA deals with cosmological settings through super-comoving coordinates, which are briefly discussed.

2.2.1 Collisionless dynamics

Collisionless dynamics are handled through a Monte Carlo sampling of phase space using particles [see, e.g., Hockney & Eastwood (1981) for a reference]. Each particle has a data structure that contains:

- (i) its fundamental properties: mass, 3D position $\mathbf{r} = x, y, z$ and velocity $\mathbf{v} = v_x, v_y, v_z$
- (ii) the level of the cell it belongs to
- (iii) two pointers towards the next and the previous particles that belong to the same cell.

Additionally, if collisionless dynamics is included, a non-refined cell contains a pointer towards the first particle it contains. If a cell is split, the particles of the coarse cell are passed to the newly created cells. If an oct is destroyed, all the particles are assigned to the parent cell. Using linked lists, the code can therefore scan all the particles of a given cell.

Each particle is evolved in phase space thanks to the usual Newton's equations:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla\phi(\mathbf{r}), \quad (1)$$

$$\Delta\phi(\mathbf{r}) = 4\pi G\rho(\mathbf{r}), \quad (2)$$

where $\rho(\mathbf{r})$ stands for the 3D total matter density and $\phi(\mathbf{r})$ is the associated gravitational potential. Updating the phase space coordinates of a particle therefore implies an evaluation of the density and the potential fields on the refined mesh.

The density is computed in all cells of the AMR grid using a standard cloud-in-cell (CIC) interpolation scheme. In practice, it is performed level by level, according to the time stepping procedure described in Section 2.3. If an unsplit cell c_i^ℓ contains particles, they are assigned to cells of the same level ℓ according to the CIC scheme. Furthermore, if a neighbour cell is split, the contribution of the particles in its $\ell + 1$ cells is also taken into account in computing the density of c_i^ℓ . Conversely, if a neighbour cell is coarser and unsplit, its particles will also contribute to the density of c_i^ℓ . In these two situations, the CIC extent of the particles will correspond to the level ℓ resolution, resulting in a CIC density equal to the one that would be obtained from a uniform grid at level ℓ . Finally, if c_i^ℓ is split, its density is computed by averaging the eight values of its child cells.

The density being available, the potential is obtained by solving the Poisson equation. For EMMA, the solution is obtained with relaxation techniques. They have great flexibility (notably compared to Fast Fourier Transform-based approaches) in dealing with complex domain geometries, arbitrary boundary conditions and grids with multiple resolutions. One can use the simple Jacobi iteration formula where the estimation $p + 1$ for the potential in the cell of Cartesian coordinates (i, j, k) can be computed from a previous estimation p via:

$$\phi_{i,j,k}^{p+1} = \frac{\phi_{i+1}^p + \phi_{i-1}^p + \phi_{j+1}^p + \phi_{j-1}^p + \phi_{k+1}^p + \phi_{k-1}^p}{6} + \frac{4\pi G \Delta x^2 \rho}{6} \quad (3)$$

The convergence rate of this process is slow, especially to achieve convergence on scales comparable to the total volume. As can be seen in equation (3), information can only be propagated from one cell to the next, making such a formula inefficient at determining the low-frequency modes of the solution. It can be marginally accelerated by over-relaxation or by using the Gauss-Seidel iteration technique, analogous to the Jacobi method but where new estimates of the potential ϕ^{p+1} are used on the right-hand side of equation (3) as soon as they are available, instead of ϕ^p .

Greater acceleration rates can be obtained by using a multi-grid algorithm. The first stage is a smoothing operation where a simple relaxation formula such as equation (3) is used to remove spurious high-frequency features in the current estimation of the potential, i.e., in the regime of scales it is the most efficient. Then this estimate of ϕ^p is coarsened through a restriction operation and applied as a first guess for a new relaxation stage, which is more efficient at low resolution for two reasons: first, the number of sampling points is reduced (typically by a factor of 8 in 3D) and secondly, the convergence of low-frequency modes is increased as their effective scale is reduced relative to the influence radius of equation (3). Once this low-resolution solution is converged, it is interpolated back (also called the prolongation step), and after a few relaxation steps at full resolution a converged solution is obtained.

This two-level process (between ℓ and $\ell - 1$) can be recursively applied to $\ell - 1$ and $\ell - 2$ and so on. In EMMA, we typically proceed until $l = 2$ (i.e., using a 4^3 field) to achieve a 10^{-3} convergence of the solution with only about five iterations at full resolution. We take advantage of the AMR structure to store residuals and perform the calculations on coarse levels. Prolongation is performed via linear

² Monotonic Upstream-Centered Scheme for Conservation Laws.

³ Harten-Lax-van Leer-Contact.

interpolation, whereas restriction is done by averaging on the eight cells of an oct.

For fine levels with $\ell > \ell_c$, the potential is computed by simple relaxation, using a red-black Gauss–Seidel smoother, with boundary conditions provided by the $\ell - 1$ cells that surround high-resolution patches. However, the initial evaluation of the potential is obtained by interpolation of the coarse solution. Therefore, convergence is quickly obtained from this first value that is already close to the correct one. For EMMA, convergence at the 10^{-3} level is obtained after 10 iterations in a typical cosmological simulation. Fine cells at resolution jumps must compute the potential using high-resolution values that do not exist on the coarse side of the jumps. In this case, the potential is interpolated at the requested location from its coarse value.

The potential being available, the acceleration field $\mathbf{f} = -\nabla\phi$ is computed by simple derivation and is interpolated back at the particle positions again according to the CIC scheme. If a particle lies close to the interface between two regions at different levels ℓ and $\ell - 1$, the force field is interpolated from the coarsest $\ell - 1$ level. As such, it implies that a particle must penetrate significantly within high-resolution regions to be sensitive to their force field, otherwise they will be driven by a lower-resolution description of the potential.

Particles are advanced thanks to a mid-point scheme. The $p + 1$ value of the position and the velocities are computed from their p value as:

$$\mathbf{r}_{p+1} = \mathbf{r}_p + \mathbf{v}_{p+1/2} \Delta t^p \quad (4)$$

where the mid-point velocity is provided by

$$\mathbf{v}_{p+1/2} = \mathbf{v}_p + \mathbf{f}_p \frac{\Delta t^p}{2} \quad (5)$$

and finally corrected as:

$$\mathbf{v}_{p+1} = \mathbf{v}_{p+1/2} + \mathbf{f}_{p+1} \frac{\Delta t^p}{2} \quad (6)$$

2.2.2 Hydrodynamics

The hydrodynamics is solved through an Eulerian description of conserved fluid quantities, which obey the set of Euler equations (see, e.g., Toro 1997):

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{U})}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{U})}{\partial z} = \mathbf{S}, \quad (7)$$

where $\mathbf{U} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, E)$ is the array of conserved quantities: the density, the three components of momentum and the energy. \mathbf{F} , \mathbf{G} and \mathbf{H} are the three flux functions with

$$\mathbf{F}(\mathbf{U}) = (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, \rho uw, u(E + p)) \quad (8)$$

$$\mathbf{G}(\mathbf{U}) = (\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, \rho vw, v(E + p)) \quad (9)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{U}) = (\rho w, \rho uw, \rho vw, \rho w^2 + p, w(E + p)) \quad (10)$$

In association with conserved quantities, it is usual also to consider the primitive quantities, namely the density ρ , the velocities $\mathbf{v} = (u, v, w)$ and the pressure p . The total energy is given by

$$E = \frac{\rho}{2} (\mathbf{v}^2) + \frac{p}{\gamma - 1}, \quad (11)$$

with contributions for the kinetic and the internal energies. Here γ is the usual adiabatic exponent, equal to $5/3$ for an ideal mono-

atomic gas. The high-Mach flow regime is taken into account using the recipe described in Rasera & Teyssier (2006).

The set of Euler equations is solved in a split fashion, dealing first with the pure transport part with a null right-hand side in equation (7) then updating the solution by adding the contribution of source terms. The transport update of \mathbf{U}^p into \mathbf{U}^{p+1} is done explicitly (in 1D here for simplicity) via:

$$\mathbf{U}_i^{p+1} = \mathbf{U}_i^p + \frac{\Delta t}{\Delta x} (\mathcal{F}_{i-1/2}^p - \mathcal{F}_{i+1/2}^p). \quad (12)$$

This solution requires a knowledge of intercell fluxes $\mathcal{F}_{i\pm 1/2}^p$ at instant p between cells i and $i \pm 1/2$, through the resolution of Riemann problems. Here we use a MUSCL scheme coupled to a HLLC Riemann solver (see, e.g., Toro, Spruce & Speares 1994; Toro 1997). First, conserved quantities are linearly reconstructed at the cell boundaries (in 1D for simplicity):

$$\mathbf{U}_i^{L/R} = \mathbf{U}_i^p \pm \frac{\Delta_i}{2}. \quad (13)$$

Here L/R designates the left and right reconstructed states at the cell i boundaries at $x = 0$ and $x = \Delta x$, the cell centre being in $\Delta x/2$. Δ_i is the slope vector of the conserved quantities and is computed using neighbouring cell values and a MinMod limiter to ensure a monotonic solution. Before solving the Riemann problem, the boundary extrapolated values are also evolved by a time $\Delta t/2$:

$$\bar{\mathbf{U}}_i^{L/R} = \mathbf{U}_i^{L/R} + \frac{\Delta t}{2\Delta x} [\mathbf{F}(\mathbf{U}_i^L) - \mathbf{F}(\mathbf{U}_i^R)]. \quad (14)$$

The Riemann problem at intercell positions is solved using these evolved states, for instance $\mathcal{F}_{i+1/2}^p$ is obtained from states $\bar{\mathbf{U}}_i^R$ and $\bar{\mathbf{U}}_{i+1}^L$. The MUSCL scheme achieves second-order accuracy (Toro et al. 1994; Toro 1997). As discussed previously, when dealing with cells at the interface between two regions with different resolutions, coarse quantities are interpolated in a conservative manner at the locations of the virtual fine cells. At such interfaces, the low-resolution values are assumed to be constant in time and accuracy reduces to first order (Khokhlov 1998; Teyssier 2002). The multi-dimensionality of the problem is dealt with through an unsplit approach with a flux contribution from the three directions included at once in the update.

The stability of the solution is obtained by enforcing the Courant condition on the time step

$$\Delta t = C \frac{\Delta x}{3V_h}, \quad (15)$$

where V_h is an estimate of the largest wave speed present throughout the computational domain and $C < 1$. We follow the simple suggestion of Toro with

$$V_h = \max\{|\mathbf{v}|_i + a_i\} \quad (16)$$

where a_i stands for the sound speed at location i . It usually overestimates the limiting velocity and therefore underestimates the corresponding time step, but provides a robust estimation.

The source term in equation (7) models deviation from pure conservation. In our case, \mathbf{S} holds the contribution of the gravitational force to momentum and energy variation and expresses the coupling of gravitation with hydrodynamics:

$$\mathbf{S} = (0, -\rho \vec{\nabla} \phi, -\rho \mathbf{v} \vec{\nabla} \phi), \quad (17)$$

where ϕ is the gravitational potential. Its inclusion in the solution [equation (12)] is done in an explicit manner with

$$\mathbf{S} = (0, -\rho^p \vec{\nabla} \phi^p, -\rho^p \mathbf{v}^p \vec{\nabla} \phi^p). \quad (18)$$

This contribution modifies the conservative quantities after the pure transport update. However, they are taken into account within the MUSCL scheme to compute the interpolated left/right states before solving the Riemann problems. Of course, the hydrodynamics is also coupled to radiative physics and thermo-chemistry via the internal energy (or equivalently the pressure) of the gas: photo-heating and cooling act as source and sink terms of this quantity and are treated by the RT engine. Finally, the hydro-engine is able to handle passive scalars that are being advected with the fluid. Among such scalars, currently there is the hydrogen neutral fraction and in forthcoming developments one can think of the metallicity.

2.2.3 Radiative transfer

Propagation of radiation is dealt with using a moment-based description: light is described as a fluid, where its phase space distribution is averaged over velocities to focus on spatial fields. Among this family of radiation descriptions, EMMA relies on the M1 approximation (Levermore 1984; González et al. 2007; Aubert & Teyssier 2008).

Taking the first two moments of the Liouville equation leads to the conservation equations of the ionizing photon density $N_\nu(\mathbf{r}, t)$ and flux $\mathbf{F}_\nu(\mathbf{r}, t)$, in each bin of frequency ν :

$$\frac{\partial N_\nu}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_\nu}{\partial \mathbf{r}} = S_\nu - \kappa_N N_\nu, \quad (19)$$

$$\frac{\partial \mathbf{F}_\nu}{\partial t} + c^2 \frac{\partial \mathbf{P}_\nu}{\partial \mathbf{r}} = -\kappa_F \mathbf{F}_\nu. \quad (20)$$

Here, $\mathbf{P}_\nu(\mathbf{r}, t)$ stands for the radiative pressure tensor. This system of equations being open, a closure relation is required to solve it. The M1 closure relation is given by:

$$\mathbf{P}_\nu = \mathbf{D}_\nu N_\nu \quad (21)$$

$$\mathbf{D}_\nu = \frac{3\chi - 1}{2} \mathbf{I} + \frac{1 - \chi}{2} \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}. \quad (22)$$

Here, \mathbf{D}_ν stands for the Eddington tensor and its expression is set by the value of the χ quantity that varies between 1/3 for a diffusive regime (i.e., $F_\nu \ll cN_\nu$) and 1 for a pure transport regime (i.e., $F_\nu \sim cN_\nu$).

The quantities on the right-hand side of the conservation equations are the source of photons $S_\nu(\mathbf{r}, t)$ (expressed in photons per unit time per unit volume) and the two absorption terms, driven by the absorption coefficients κ_N and κ_F , considered equal in EMMA with $\kappa_N = c\sigma_\nu n_H$. These terms couple the hydrodynamics and the RT with gas absorption with n_H being the density number of neutral gas and σ_ν the photo-ionization cross-section at frequency ν .

For multi-frequency transfer, photons are gathered in so-called groups of frequencies and the flux and number densities of a given group satisfy the above conservative equations. In practice, equations (19) and (20) can be integrated between two frequencies:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{r}} = S - c\sigma_N n_H N, \quad (23)$$

$$\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} + c^2 \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{r}} = -c\sigma_N n_H \mathbf{F}, \quad (24)$$

with

$$N = \int_{\nu_1}^{\nu_2} N_\nu d\nu \quad (25)$$

$$\mathbf{F} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \mathbf{F}_\nu d\nu \quad (26)$$

$$S = \int_{\nu_1}^{\nu_2} S_\nu d\nu \quad (27)$$

$$\sigma_N = \frac{1}{N} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \sigma_\nu N_\nu d\nu. \quad (28)$$

Typical frequency groups have limits set by the ionization levels of hydrogen and helium (even though EMMA does not currently handle helium chemistry), i.e., [13.6, 24.6, 54.4] eV or are chosen to represent broad classes of different types of radiation such as UV, X- and hard X-rays.

In practice, the updating of the radiative quantities is a two-stage process: first, a conservative transport is performed, then non-conservative contributions (source and sinks) are added within a subsequent thermo-chemical solver (see Section 2.2.4). The set of homogeneous (with zero right-hand side) coupled equations is solved for $\mathbf{U} = (N, \mathbf{F})$ using fluxes $\tilde{\mathbf{F}} = (\mathbf{F}, c^2 \mathbf{P})$ with a simple explicit finite difference scheme (in 1D for simplicity):

$$\mathbf{U}_i^{p+1} = \mathbf{U}_i^p + \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(\mathcal{F}_{i-1/2}^p - \mathcal{F}_{i+1/2}^p \right), \quad (29)$$

which must satisfy the usual Courant condition:

$$c \leq \frac{\Delta x}{\Delta t}. \quad (30)$$

Here $\mathcal{F}_{i-1/2}^p(\mathbf{U})$ represents the flux function at instant p measured at the interface between cells i and $i - 1$. This intercell flux is obtained by solving a typical Riemann problem at this interface: in EMMA, this flux is given by the Lax–Friedrich formula:

$$\mathcal{F}_{i+1/2}(\mathbf{U}) = \frac{\tilde{\mathbf{F}}_i + \tilde{\mathbf{F}}_{i+1}}{2} - c \frac{\mathbf{U}_{i+1} - \mathbf{U}_i}{2}. \quad (31)$$

As in ATON, an implementation of the less diffusive HLL flux is also on the way. At this stage, conservative transport is completed and radiative quantities (N, \mathbf{F}) are in an intermediate state, waiting for the contribution of source and sinks to be taken in account, as explained in the next section.

First, note that the Courant condition ensures the stability of the scheme but imposes that the numerical sampling velocity $\Delta x/\Delta t$ must be greater than the speed of light. The cost of simplicity provided by the explicit solver is therefore a very fine temporal sampling, greatly enhancing the CPU cost of the RT. This stringent constraint on the time step imposed by the Courant condition can be circumvented in two ways. The first is simply by taking advantage of hardware acceleration (as in ATON). In EMMA, this route is explored with GPUs as accelerating devices and described in Section 4. The second is to reduce the speed of light (Gnedin & Abel 2001; Rosdahl et al. 2013), taking advantage that in a large number of situations, the effective propagation of radiative information is performed through ionization fronts that propagate at smaller pace. This option can also be set in EMMA, as done for instance in Section 6.6.1.

2.2.4 Thermal and chemical processes

The thermal and chemical processes encompass the atomic physics that will affect the hydrodynamics and radiative quantities. Currently, EMMA handles only atomic hydrogen processes. They contribute to changing the number density and flux of photons (source and sinks), the ionization state of the gas and finally its internal energy:

$$\frac{dN}{dt} = S - c\sigma_N n_H N + (\alpha_A(T) - \alpha_B(T)) x^2 n_0^2, \quad (32)$$

$$\frac{d\mathbf{F}}{dt} = -c\sigma_N n_H \mathbf{F}, \quad (33)$$

$$\frac{dn_H}{dt} = (\alpha_A(T)x^2 - \beta(T)x(1-x))n_0^2 - cn_H\sigma_N N, \quad (34)$$

$$\frac{de}{dt} = cn_H\Sigma_E N - \Lambda(n_0, x, T), \quad (35)$$

where $n_H = (1-x)\rho/m_p = (1-x)n_0$ is the number density of hydrogen atoms (with individual mass m_p), x being their ionized fraction and n_0 being the total number of protons (i.e., neutral plus ionized hydrogen). The quantities $\alpha_{A/B}$ and β are, respectively, the case A/B recombination and collisional ionization rates. Equations (32) and (33) describe the influence of source and sinks on the radiative quantities: in particular the last term in equation (32) refers to the recombining ionizing radiation. Note that the on-the-spot approximation can easily be applied by setting $\alpha_A = \alpha_B$ in equations (32) and (34). Equation (34) details the competing effects of recombination and ionizations on the number of neutral hydrogen atoms. Equation (35) encodes the evolution of the internal energy density of the gas $e = p/(\gamma - 1)$ due to atomic cooling (given by the cooling rate Λ) and to the photo-heating above the ionization threshold $\mathcal{H} = cn_H N \Sigma_E$. Here $\Sigma_E = (\sigma_E(E) - \sigma_N E_{13.6})$ where the quantity σ_E is the energy averaged cross-section over the group of frequencies of interest:

$$\sigma_E = \frac{1}{N\langle E \rangle} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \sigma_\nu N_\nu h\nu d\nu, \quad (36)$$

$$\langle E \rangle = \frac{1}{N} \int_{\nu_1}^{\nu_2} N_\nu h\nu d\nu \quad (37)$$

where the latter quantity $\langle E \rangle$ is the average photon energy in the same group.

For multi-frequency transfer, equations (32)–(35) are solved for each frequency interval (i.e., group) $[\nu_i, \nu_{i+1}]$ where i stands for a group label. Within each frequency group i , the corresponding photon density and fluxes (N_i, \mathbf{F}_i) satisfy:

$$\frac{dN_i}{dt} = S_i - c\sigma_{N,i} n_H N_i + (\alpha_A(T) - \alpha_B(T))\delta_{i,1} x^2 n_0^2 \quad (38)$$

$$\frac{d\mathbf{F}_i}{dt} = -c\sigma_{N,i} n_H \mathbf{F}_i. \quad (39)$$

These equations depend on the group cross-section $\sigma_{N,i}$ and source function S_i obtained using equations (27) and (28) on the $[\nu_i, \nu_{i+1}]$ interval. The number of radiative conservative updates therefore scales as the number of frequency groups. The Kronecker symbol $\delta_{i,1}$ in equation (38) implies that the recombining radiation only contributes to the first group of ionizing photons, the closest to the hydrogen ionization frequency (see, e.g., Rosdahl et al. 2013). Again, if the on-the-spot approximation is used, this contribution is set to zero for all the groups. The thermo-chemical equations (34) and (35) are also modified and the following expressions must be replaced:

$$cn_H\sigma_N N \rightarrow cn_H \sum_{i=1}^{N_{\text{groups}}} \sigma_{N,i} N_i, \quad (40)$$

$$cn_H\Sigma_E N \rightarrow cn_H \sum_{i=1}^{N_{\text{groups}}} \Sigma_{E,i} N_i. \quad (41)$$

N_{groups} stands for the total number of frequency intervals considered. Equations (40) and (41) depend on the group cross-sections

and photon densities and effectively couple photons of different frequencies that are otherwise transported without any interactions.

In practice, we solve the equations in the same order as above by sub-cycling the dynamical step Δt with a chemical time step $\Delta\tau$. During the latter, all quantities are updated from state p to $p+1$. $\Delta\tau$ is first evaluated from the p state of the internal energy, with $\delta\tau = e^p/(\mathcal{H}^p - \Lambda^p)$. Then all the quantities are updated in the following manner and in this order:

$$N^{p+1} = \frac{N^p + \left(S + (\alpha_A(T) - \alpha_B(T))x^2 n_0^2\right) \Delta\tau}{1 + c\sigma_N(1-x^p)n_0} \quad (42)$$

$$\mathbf{F}^{p+1} = \frac{\mathbf{F}^p}{1 + c\sigma_N(1-x^p)n_0} \quad (43)$$

$$x^{p+1} = 1 - \frac{\alpha_A(T^p)x^{p^2}n_0\Delta\tau + 1 - x^p}{1 + \Delta\tau(\beta(T^p)x^p n_0 + c\sigma_N N^{p+1})} \quad (44)$$

$$e^{p+1} = e^p + \Delta\tau c(1-x^{p+1})n_0 N^{p+1} \Sigma_E - \Delta\tau \Lambda(n_0, x^{p+1}, T^p). \quad (45)$$

In this sequence, new information on a given quantity is immediately used to compute a subsequent one. We follow Rosdahl et al. (2013) and enforce that the internal energy must at most vary by 10 per cent (relatively) during $\Delta\tau$, otherwise the set of equations is recomputed with a time step divided by 2 until this condition is satisfied. In all our experiments, this procedure has been found to be accurate and robust enough. All the rates required to describe the atomic processes, such as the recombination, the collisional ionization and the cooling, are taken from the compilation of Theuns et al. (1998). Photo-ionization cross-sections are taken from Hui & Gnedin (1997).

2.3 Time stepping

The organization of a time step is intimately constrained by the multi-level structure of the data. A single-level time step is organized in quite a usual fashion and described in Fig. 1. Coupling between the different physics occurs at different levels, the most explicit ones being:

- (i) between gravity and hydrodynamics through the total matter density and the gravitational force it creates
- (ii) between radiation and hydrodynamics through the density distribution or the gas temperature.

On top of this explicit coupling, detailed in the next section, implicit ones also occur where, e.g., a photo-evaporating halo could in principle affect the underlying DM distribution (in the same way that supernova feedback could affect it, even though it is not explicitly coupled, e.g., Pontzen & Governato 2012).

When mesh refinement is enabled, coupling between levels must be taken into account with special care. In EMMA, updates are performed level by level, each level being updated with its own time step Δt_ℓ . Typically, $\Delta t_\ell \sim \Delta t_{\ell+1} \times 2$ (ℓ corresponding to a level coarser than $\ell+1$). Advancing the solution on a level ℓ can be expressed as the following recursive expression:

$$A_\ell = R_{\ell+1} P_\ell A_{\ell+1} U_\ell M_\ell, \quad (46)$$

where A_ℓ stands for advancing the solution at level ℓ . R_ℓ is the refinement operator (i.e., creating/destroying $\ell+1$ octs from ℓ cells). P_ℓ and U_ℓ are the operators for the Poisson resolution and the

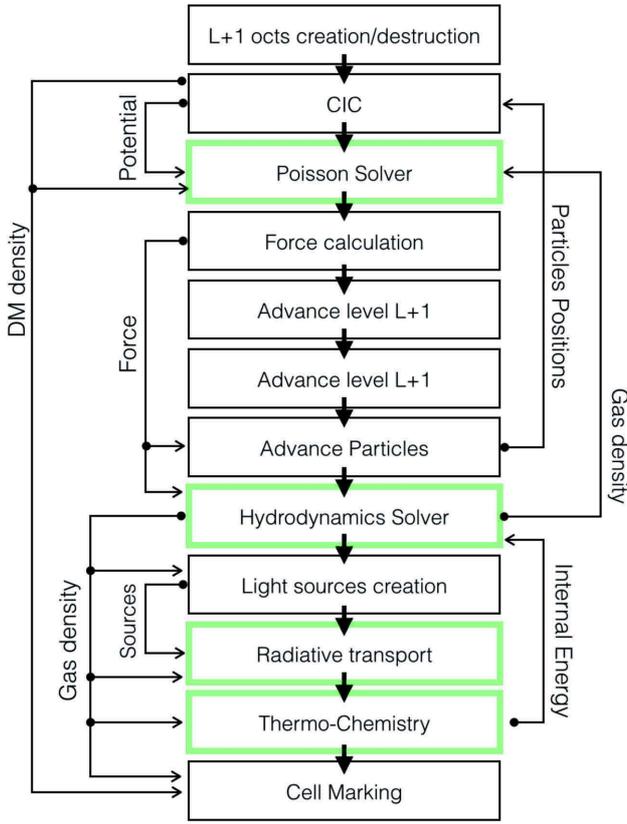


Figure 1. Flow of sequence for a time step at a given level (from top to bottom). Side arrows describe the exchange of physical quantities between different modules to emphasize the most important couplings. Green boxes stand for modules that have been ported onto the GPU using CUDA. It is assumed that $\Delta t_\ell = 2\Delta t_{\ell+1}$ and the $\ell + 1$ level is advanced twice. This sequence is repeated recursively for all the finer levels.

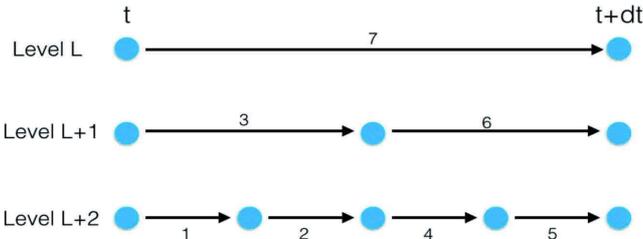


Figure 2. Time-step hierarchy of three levels of the AMR structure. The coarse level ℓ is advanced from t to $t + dt$, which implies partial advance and temporary updates of fine levels $\ell+1$ and $\ell+2$ until they are synchronized with ℓ . Arrows and numbers indicate the sequence of partial updates at different levels to perform this full update of the three nested levels.

update (i.e., moving particles and updating Eulerian fields) at level ℓ . Finally, M_ℓ corresponds to the marking of the level ℓ cells for future refinements. The recursion is stopped at the maximal allowed level with $R_{\ell_{\max}} = M_{\ell_{\max}} = A_{\ell_{\max}+1} = 1$. For instance, a simulation with three resolution levels (e.g., $\ell = 5, 6, 7$) will be fully updated on Δt_5 according to the following operations (Fig. 2 details this step in a schematic manner):

$$A_5 = R_5 P_5 [R_6 P_6 [A_7] U_6 M_6] [R_6 P_6 [A_7] U_6 M_6] U_5 M_5$$

$$A_7 = P_7 U_7 P_7 U_7 \quad (47)$$

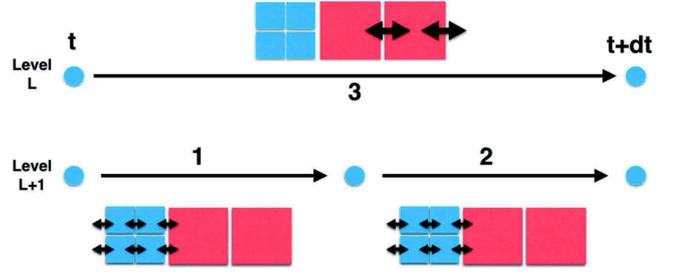


Figure 3. Multi-level update of fluxes at the interface between two levels. To perform an update from t to $t + dt$, fine level $\ell + 1$ must perform two steps sub-cycled within a large step of the coarse level ℓ . Updates are performed according to the sequence 1, 2, 3: note how the middle coarse cell is updated during the three steps with fine fluxes first and a final coarse flux, during the level ℓ update.

where we assumed that $\Delta t_5 = 2\Delta t_6 = 4\Delta t_7$. More generally, the time steps are constrained by:

$$\Delta t_{\ell+1}^1 + \Delta t_{\ell+1}^2 \leq \Delta t_\ell. \quad (48)$$

Once the level $\ell + 1$ has been updated by $\Delta t_{\ell+1}^1 + \Delta t_{\ell+1}^2$, the value Δt_ℓ is updated to synchronize the coarse level on the finer one.

As originally described by Khokhlov (1998), this nested hierarchy of time steps has some strong implications for the flux update at interfaces between two levels. When conservative quantities are updated on level $\ell + 1$, adjacent ℓ cells must take into account the fluxes produced during the sub-cycling of level $\ell + 1$. For instance, if a conservative quantity U_ℓ and $U_{\ell+1}$ in two adjacent cells must be updated on Δt_ℓ , the following sequence must be obeyed (see also Fig. 3):

- (i) $U_{\ell+1}^p$ is updated to $U_{\ell+1}^{p+1/2}$ using a flux $F(U_{\ell+1}^p, U_\ell^p)$. Meanwhile $U_\ell^{p+1/2}$ is temporarily updated using the same flux.
- (ii) $U_{\ell+1}^{p+1/2}$ is updated to $U_{\ell+1}^{p+1}$ using a flux $F(U_{\ell+1}^{p+1/2}, U_\ell^p)$. Again U_ℓ^{p+1} is temporarily updated using the same flux.
- (iii) Finally, U_ℓ^{p+1} is fully updated taking into account the flux created by adjacent cells of level ℓ .

This partial update of coarse cells during fine time steps is one of the reasons for enforcing a maximal jump in resolution of unity between two adjacent cells. Larger jumps would create a complex hierarchy of partial updates of coarse quantities, which would be difficult to handle properly.

The amplitude of time steps is set by physical temporal scales that must be resolved to track properly their impact on the evolution of quantities. EMMA being a multi-physics code, a whole list of timescales is computed for all the cells of a given level and the smallest sets its global time step:

- (i) We follow Teyssier (2002), and limit the rate of change of the cosmological expansion factor $\delta a(\Delta t_{\text{cosmo}})/a < \epsilon$.
- (ii) A particle cannot move on a scale larger than the size of a cell: $\Delta t_{\text{pic}} = \epsilon \Delta x_\ell / v_{\text{max}}$.
- (iii) The local dynamical time must be resolved: $\Delta t_{\text{dyn}} = \epsilon / \sqrt{G\rho}$.
- (iv) The hydrodynamical Courant condition must be satisfied: $\Delta t_{\text{hyd}} < \Delta x_\ell / V_h$ [see equation (16)].
- (v) If light sources are present, the radiation Courant condition must be satisfied: $\Delta t_{\text{rad}} < \Delta x_\ell / c$. It ensures that light propagation is performed in a stable manner.

When full physics are included and effective, the most stringent condition is usually provided by Δt_{rad} and by orders of magnitude

since usually $c \gg V_h$. This dominance can be reduced by setting a reduced speed of light. Furthermore, as non-linearities increase (and even more when strong shocks, such as induced by supernova feedback, are included) the ratio $\Delta t_{\text{hyd}}/\Delta t_{\text{rad}}$ tends to decrease.

3 COSMOLOGICAL SETTING

Cosmological experiments are implemented using the set of ‘super-moving’ variables suggested by Martel & Shapiro (1998). The transformation from physical to super-moving variables is given by:

$$\tilde{\mathbf{r}} = \frac{\mathbf{r}}{ar_*}, \quad (49)$$

$$\tilde{\mathbf{v}} = \frac{a\mathbf{v}}{v_*}, \quad (50)$$

$$\tilde{\rho} = \frac{\rho}{a^3\rho_*}, \quad (51)$$

$$\tilde{p} = \frac{a^5 p}{p_*}, \quad (52)$$

$$\tilde{\phi} = \frac{a^2 \phi}{\phi_*}, \quad (53)$$

$$\tilde{dt} = \frac{dt}{a^2 t_*}, \quad (54)$$

$$\tilde{N} = a^3 N r_*^3 \quad (55)$$

$$\tilde{\mathbf{F}} = a^4 r_*^2 t_* \mathbf{F}, \quad (56)$$

where starred quantities stand for normalization units with $r_* = L$ (the box length), $t_* = 2/(H_0\sqrt{\Omega_m})$, $v_* = r_*/t_*$, $\rho_* = 3H_0^2\Omega_m/(8\pi G)$ and $p_* = \rho_*v_*^2$. H_0 and $a(t)$ stand for the usual current Hubble parameter and the time-dependent expansion factor.

With this set of transformations, it can be shown that almost all the differential equations to be solved keep their standard expression for a $\gamma = 5/3$ gas. The only notable exception is the Poisson equation, which becomes:

$$\tilde{\Delta}\tilde{\phi} = 6a\delta, \quad (57)$$

where $\delta = \tilde{\rho}/\langle\tilde{\rho}\rangle - 1$. Still, this equation remains typical of an elliptic equation that can be solved by all the methods already in place for the Newtonian field equation. Overall, the use of such a transformation greatly simplifies the implementation of cosmological settings in this kind of simulation code.

4 PARALLELIZATION AND VECTORIZATION

EMMA is a parallel code, which includes two levels of multi-tasking. The first is the standard multi-CPU mode, where the computational domain is distributed among several processes that communicate with each other via the MPI protocol. The second level of parallelism resides within an MPI process where the local load is distributed among several threads of execution. For EMMA, this local parallelization is performed on GPUs but could in principle be extended to other modes of multi-threading such as local shared-memory parallelism among multiple CPU cores or other hardware accelerators. The second level of parallelism can be understood as a vectorization, where arrays of data are processed in parallel through the same set of instructions with minimal communications.

With this two-level parallelism in mind, EMMA has been designed to decouple as much as possible instructions that deal with the logistics of data from the ones that actually perform calculations. Logistics operations are defined as operating directly on the AMR tree, e.g., cell marking and refinement, tree management and inter-process communications. These operations are handled by CPUs. Computing functions on the other hand expect arrays of data to be crunched, without any mention of tree-organized data or inter-process parallelism and return, likewise, an array of results. The physics solvers belong to this second category and are meant to be processed by vector-based hardware, such as multi-core processors, GPUs or any other kind of co-processor. In between, a set of interface functions must be developed to perform gather/scatter operations from/to the AMR tree to/from the calculations arrays. These aspects are developed in the next sections.

4.1 Distributed parallelism on multiple CPUs

Distributed parallelism is handled through a space-filling curve domain decomposition. Such a curve provides a 1D mapping of a 3D grid by assigning a unique key to each oct as a function of its Cartesian position. The number n_p of parallel processes being defined, the curve is split into n_p successive parts with equal loads, thus assigning a set of octs to each process. The number n_p can thus be arbitrary and the 1D mapping alleviates the need to deal with multiple boundaries along multiple directions. EMMA has been implemented with both a Peano–Hilbert space-filling curve and a slab-based key ordering for problems with unidirectional variations (such as the shock tube or the Zeldovich pancake). Currently, the domain decomposition is performed at the level ℓ_c corresponding to the base resolution of the simulation: all the ℓ_c octs are distributed among the processes, in such a way that each process possesses at least one such oct. All octs created from a level ℓ_c cell are assigned to the same process. At the current stage, EMMA does not perform any kind of load-balancing that could be obtained by sliding the limits of the 1D domains along the space-filling curve to optimize the distribution of work among the processes.

It should be emphasized that the AMR structure can only be fully exploited if it remains consistent: no holes, no level jumps greater than 1 from one cell to another, pointers towards neighbouring cells must exist, etc. Furthermore, a given process should be aware, at least partially, of the AMR tree structure of the neighbour processes. EMMA copes with these issues by employing the local essential tree decomposition (Warren & Salmon 1993; Dubinski 1996): each process, even though it has been assigned only a subset of the total volume, is aware of the whole hierarchy of nested octs but only at the levels relevant to its tasks (see Fig. 4). Neighbour cells directly in contact with its domain bring their whole tree from $\ell = 1$ to ℓ_{max} , those being second-order neighbours are one level coarser and so on. In practice, this local hierarchy is obtained at the initial building of the oct tree: from the root $\ell = 1$ oct, cells are refined down to the coarse level if they belong to the sub-volume assigned to the current processor or if they are direct neighbours of this sub-volume. This produces naturally a local tree for each processor, individually fully consistent and yet aware of the structure of the direct neighbours.

Communications are handled using the MPI protocol and if a given process P_0 requires data present on other processes, it must be performed explicitly by specifying which octs should come from which other MPI process. This communication protocol in EMMA has been written in the following fashion:

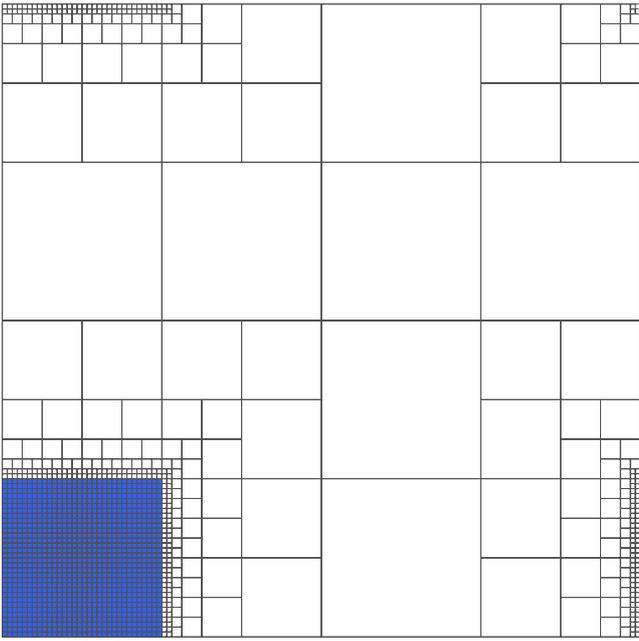


Figure 4. An example of a sub-domain seen by a processor in the essential tree paradigm. The processor has been assigned the lower left corner (shaded) but is aware of the whole computational domain. Distant regions are coarsened relative to close ones.

(i) First, all processes P_i build their own list of neighbour MPI processes $\{P_j\}$ with $i \neq j$.

(ii) For each member of $\{P_j\}$, a list of requests (i.e., of neighbour octs) is established by P_i by storing their space-filling curve keys. This list of keys is sent from each P_i to all its $\{P_j\}$: P_i acts as a client sending requests to neighbour servers.

(iii) Likewise, each P_i receives a list of requests from the same sources: P_i acts as a server to neighbour clients.

(iv) Each client key is processed by P_i through a hash table to relate the absolute key to a local pointer to an oct. The data are gathered and sent back to the clients $\{P_j\}$.

(v) Meanwhile, the data from the servers $\{P_j\}$ are received and scattered back in the local tree by P_i .

This set of instructions is performed level by level and called by the Poisson, the hydrodynamics and the radiation solvers to update border cells that belong to other processes and that have been remotely modified: the flux of information can be considered as outside in. However, there are situations where the information flux is inside out: a process performed locally will directly affect a value outside its domain. The first example of inside-out communication is the CIC assignment, where local particles will contribute to an adjacent domain. The second example is the conservative updates due to hydrodynamics or radiative fluxes between cells at different levels and belonging to different processes. Because this update is asynchronous between levels, conservative values can be updated in a neighbouring coarser cell and must be communicated to its home process. In this case, the protocol is similar to the one described above except that there is no request stage and the data are sent directly from the server to the client.

Note that without load-balancing, the list of neighbours $\{P_j\}$ is static for each P_i . Hence, the first stage of the communication protocol has to be performed only once. However, the list of *neighbour octs* is dynamic, because of mesh refinement. Therefore, for a given pair, client/server P_i/P_j , the list of requests changes on the fly and

should typically be recomputed any time octs have been created or destroyed.

4.2 Local vectorization

Local parallelism relies on a vector-based strategy, where arrays of data are processed through the same set of instructions and possibly on architecture with vectorization capability. The driver for this choice of design is the recent emergence of multi-core processors, GPUs or CPU-based co-processors, which all rely on this programming paradigm to be fully efficient. For *EMMA*, this kind of parallelization focuses on the physics solvers (i.e., the relaxation of the Poisson equation, the conservative update of hydrodynamics and RT and the chemistry solver), which are fed with arrays of initial states and evolve into arrays of updated values.

Relying on vectors presents several pros. First, it guarantees an optimal data layout in general by ensuring that the data are accessed in a coalesced and aligned manner: computation directly on tree-stored values would induce random and unpredictable memory accesses, whereas an array-based organization ensures the proximity of successive or concurrent calculations thus providing optimal performance. For GPUs in particular, enforcing this kind of memory access is a requirement for obtaining the maximal throughput of the devices. Furthermore, arrays are generic and simple structures of data, which can be processed in a general manner: each element of an array is computed like the others and the implementation of this single-element flow of instructions can usually easily be ported from one architecture to another or even from one language to another. The difference usually arises in the details of the scanning operation for all the elements: they can be parsed in sequence for a scalar calculator or by launching multiple threads of a single-element computation on a GPU or shared memory cores or by taking advantage of the vector abilities of languages such as *FORTRAN 90* and *PYTHON*. Overall, vectorization provides an easy opportunity to choose a language or an architecture for the code computational modules, without any consideration of the design and layouts of the data structure. For instance, *EMMA* has been coded into both scalar CPU and CUDA GPU versions of the Poisson, hydrodynamics and RT solvers, both versions working in the same AMR framework. In fact, upcoming developments may lead to changes in the way AMR is handled but they would not impact the way the physical engines are designed.

However, it becomes readily apparent that the AMR oct tree being a non-vector-based way to store data, the latter must be converted back and forth from a tree-based organization to an array-based one (see Fig. 5). These *gather* and *scatter* operations are critical to the performance of the code as they constitute bottlenecks to the overall code performance. Nevertheless, if the number of calculations is large enough, the cost of these operations can be hidden by computing or by overlapping transfers and calculations. In practice in *EMMA*, when data are gathered from the tree to update a value in a given cell, all the necessary values from the neighbours are gathered too. For instance, equation (3) requires seven values to update the potential of a given cell (six from the cardinal neighbours and one for the density). Their related gather operations, therefore, organize the data in seven arrays of n_a values, which are required to update the potential in n_a cells. Of course, since two adjacent cells share some neighbours, the data in these arrays may be redundant. Similarly, intercell fluxes (used during hydrodynamics and RT) are computed twice for two adjacent cells. In principle, such overheads could be avoided but at the cost of coding simplicity and at the current stage the data or flux evaluation has been kept redundant. Gather

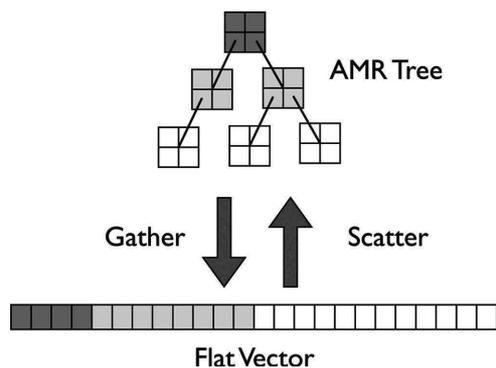


Figure 5. Schematics of the conversion between oct tree data management by the CPU for the AMR structure and array-based calculations, for instance on a GPU. A back and forth flow of data is performed through gather/scatter operations. Grey levels label different refinement levels, in both the tree and the array.

operations are also in charge of dealing with resolution jumps: if a given cell requests data from a neighbour at an unavailable resolution, it is interpolated linearly from coarse data at the position of the fine virtual cell. Global boundary conditions are also dealt with by these gathering operations. As said previously, boundary conditions are periodic by nature: if transmissive boundaries are required, the gather operation replaces the data from the periodic neighbour cell with the data of the current cell. If reflective boundaries are set up, the same operation is performed with an additional flux inversion.

5 COARSE RADIATIVE TRANSPORT APPROXIMATION

Section 2 describes the standard methodology for coupling the different physics within an AMR code with adaptive time stepping. Physical quantities and data structures are updated at the pace of the fastest evolving dynamics among the collisionless, the hydrodynamic and the radiative ones. This implementation has been proven to be both accurate and practically sustainable (in terms of required computing resources) for hydrodynamic codes in the past. However, the inclusion of explicit radiative transport and out-of-equilibrium chemistry severely impact the code’s efficiency as it must track processes on timescales one or two orders of magnitude smaller than the pure hydrodynamical case. Hence, an experiment covering a given physical duration must be sampled with a number of operations one or two orders of magnitude greater, including not only physical engines but also any kind of logistics functions or overhead. As such, any deviation from a perfectly optimized set of operations will see its magnitude multiplied by a factor of 100 and reduces significantly code efficiency.

In this section, we suggest an additional level of approximation for the coupling between radiative processes and dynamics (hydrodynamics plus collisionless). It can significantly reduce the resources necessary for a simulation with radiation, at the cost of a degraded (mostly spatial) resolution. It is summarized in Fig. 6 and relies on two sets of additional approximations compared to the standard implementation of Section 2:

(i) Radiation transport and the associated thermo-chemistry are explicitly decoupled from the dynamics (collisionless plus hydrodynamics). Hence, to advance the simulation, dynamical quantities are updated first on all the AMR levels on a timescale constrained only by the dynamics (usually set by the hydrodynamics Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) condition). Then, matter is considered as

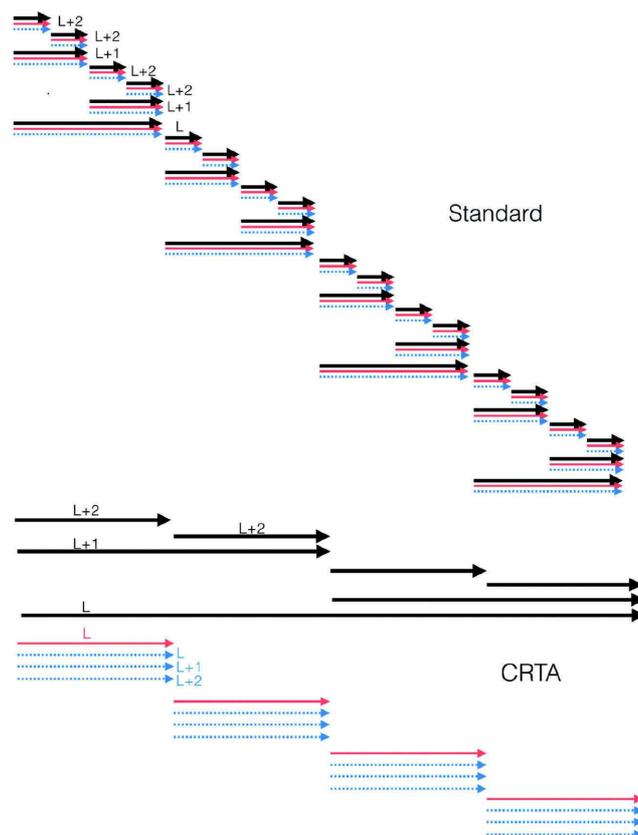


Figure 6. Comparison of the time stepping and multi-physics coupling in the standard AMR approach (top, described in Section 2) and in the coarse radiative transport approximation (CRTA) description (bottom, described in Section 5). Thick black, thin red and dashed blue arrows stand, respectively, for dynamics (collisionless plus hydrodynamics) operations, radiative transport and thermo-chemistry. The thermo-chemistry is shown as a dashed line to indicate that it is already sub-cycled with respect to the radiative transport. In both cases, the simulation is updated by a dynamical time step (from left to right), taken to be equal to 4 times the coarse radiative time step. Note how the red arrows have the same length in both schemes, corresponding to a coarse radiative transport time step. It is also assumed that two additional levels of refinement are enabled ($L + 1$ and $L + 2$). In the standard case, such an update takes four full updates of the AMR tree, because each update covers a radiative time step, resulting in a total of 83 engine calls. In the CRTA case, the dynamics is updated first over a dynamical time step (seven calls) and radiation plus thermo-chemistry is treated in a second stage (16 calls) for a total of 23 calls. Note how the radiation transport is only performed at the coarse level.

frozen and radiation is propagated within this static distribution for the same duration. Since typical speeds encountered in dynamical processes are of the order of the local sound speed or free-fall velocities, which are much smaller than c , such decoupling should remain under control and provide results similar to the standard procedure. Of course, radiation is subject to a stringent CFL condition, which implies that radiative quantities are updated through an intensive sub-cycling (typically 100–1000 cycles) of the dynamical time step with small radiative timescales.

(ii) Additionally, radiative transport is only performed at the *coarse* level. However, thermo-chemistry is still computed on refined levels, but with a coarse-grained description of the radiation field that is simply injected from the coarse to the fine levels. Not only does it reduce the number of transport operations but it also reduces significantly the number of thermo-chemistry steps: this

engine is already sub-cycled even in the standard approach (see Section 2.2.4) and can therefore operate on a large radiative time step. Furthermore, if an equilibrium situation is encountered in a given cell (a frequent situation in fully ionized regions for instance), this thermo-chemistry sub-cycling can be reduced to a few cycles.

Fig. 6 provides a simplified comparison of the standard and the coarse radiative transport approximation (CRTA) schemes. We arbitrarily chose a situation where the coarse dynamical time step is 4 times larger than the radiative one at the coarse level. In the standard description, the time step is set by the radiative CFL condition at all levels. Hence, for a situation with a coarse plus two refined levels, as the one described in Fig. 6, the number of dynamics, radiative transport and thermo-chemistry engine calls are identical and equal to 28 (four on the coarse level and 24 on the refined ones) for a total of 84 calls. In the CRTA case, it reduces to seven dynamics calls (including six calls on refined levels) plus four radiative transport calls at the coarse level plus 12 thermo-chemistry calls for a total 23 engine calls, i.e., a factor of 3 fewer operations. Bear in mind that a realistic case rather involves a ratio of 100 to 1000 between dynamics and radiative time steps and 5–10 refinement levels: in such cases, the CRTA essentially reduces the cost of the hydrodynamics to zero and by neglecting transport on refined levels, it reduces the cost of a radiative time step by a few tens. Additionally, AMR logistics, communication set-up, analytics, etc. are performed only at the dynamical time step and their costs are also essentially set to zero in the CRTA approach. Incidentally, this technique also increases the relative weight of physical engines over numerical overheads and among the engines it increases drastically the weight of radiative transport plus chemistry over the others: it turns out that the latter engine is one of the most efficient in the use of vectorization (see Section 4) and therefore in the use of hardware accelerators such as GPUs. CRTA is expected to benefit more from such devices in accelerating the code.

Of course, this increased efficiency comes at a cost. The most evident one is the decreased spatial resolution for radiative transport, even though the thermo-chemistry is performed at the highest resolution available. It could be thought of as an intermediate approach between a homogeneous radiation field (as usually assumed in non-RT cosmological simulations) and a full AMR description. In the CRTA approach, spatial UV field fluctuations exist but are coarsened. However, the impact could be limited. First, as shown in Aubert & Teyssier (2010), radiation fields (radiative density and flux) do not exhibit significant clumping factors compared to those of the matter distribution and are relatively smooth even in highly resolved simulations. In fact, the radiative densities span orders of magnitude between sources and dark voids and are therefore not very sensitive to local fluctuations. Furthermore, we use here a highly diffusive scheme (based on a Lax-Friedrichs intercell flux evaluation), which accentuates further the smooth aspect of radiative fields. One could therefore argue that having a fine spatial description of radiative density fields is not absolutely necessary. The other level of approximation is the imperfect coupling of radiation and matter, the latter being considered as still when light is being cast. Somehow, it relates to previous post-processing techniques but performed on the fly at every dynamical time step. Post-processing is known to provide satisfying results for large-scale experiments on $\sim 50+$ Mpc scales, hence we can be confident that this imperfect coupling can be controlled in such cases. On the other hand, it is clear that some coupling between matter and radiation in highly refined cells will be lost and it is difficult to evaluate this loss properly. As shown in Section 6, the CRTA returns very satisfying results for

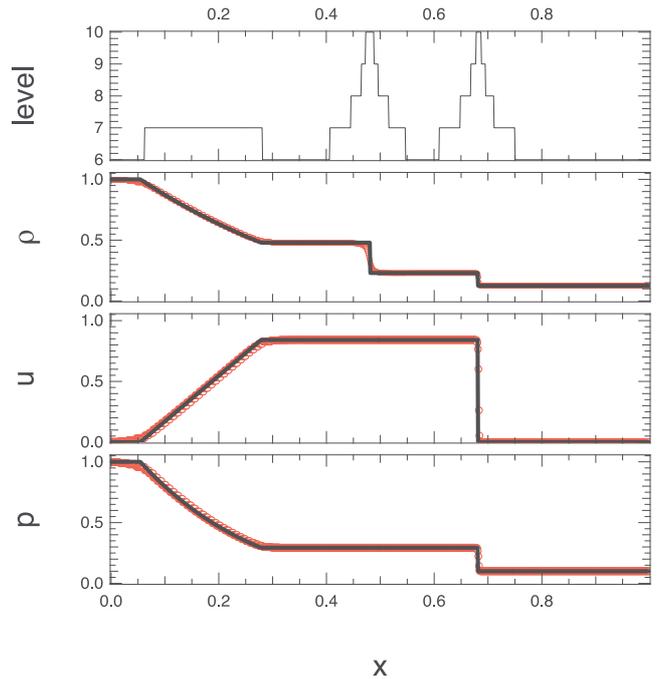


Figure 7. Shock tube experiment. From top to bottom: refinement level, density, velocity and pressure as a function of position. Points stand for the simulation results and solid lines for analytic profiles.

the tests shown here but in general using CRTA would require an additional level of convergence study to ensure that this imperfect coupling is under control.

6 CODE VALIDATION

EMMA has been submitted to a series of tests to validate its implementation. For various combinations of simulated physics, documented experiments are described here, as well as the code results.

6.1 1D hydrodynamics: shock tube

The shock tube is a 1D test where a Riemann problem is evolved by a simulation. It focuses on the implementation of hydrodynamics and the ability of the MUSCL scheme and HLLC Riemann solvers to capture shock features. The initial conditions consist of a jump at $X_0 = 0.3125$ between two different states ($\rho_1 = 1, u_1 = 0, p_1 = 1$ and $\rho_2 = 0.125, u_2 = 0, p_2 = 0.1$, taken from Toro 1997). The solution to this Riemann problem is known and can therefore be compared to the results delivered by EMMA.

The calculation has been performed using a $\ell = 6$ coarse resolution with four additional levels of resolution, triggered by density gradients satisfying $\Delta\rho/\rho \geq 0.015$. Even though the problem is 1D, the calculation has been performed in 3D with the jump occurring along the x direction. Transmissive boundary conditions were retained along the x direction and periodic ones along the two others.

Fig. 7 shows the density ρ , the velocity along the x direction u , the pressure p and the refinement level at $t = 0.2$. Also shown is the solution of the Riemann problem, as a solid line. Clearly, the match is satisfying with shocks being resolved on a few cells, thanks to both the shock-capturing scheme and the improved resolution allowed by the on-the fly refinement. It can also be noted that the contact wave

is also present near $x = 0.5$, even though some smearing can still be present at this resolution. Overall, this standard test demonstrates the ability of EMMA to solve classic hydrodynamical problems at high resolution.

6.2 1D gravity plus hydrodynamics: Zeldovich pancake

The Zeldovich pancake test (Zel'dovich 1970) tracks the evolution of a single planar mode in an $\Omega_m = 1$ expanding Universe, where the linear stages of the evolution can be analytically predicted. The initial matter density is given by:

$$\rho(x) = 1 + \frac{1 + z_c}{1 + z_i} \cos(2\pi x) \quad (58)$$

whereas the initial velocity is given by:

$$u(x) = \frac{1}{\pi} \frac{1 + z_c}{(1 + z_i)^{3/2}} \sin(2\pi x). \quad (59)$$

Here the mode oscillates along the x direction. z_i and z_c stand for the initial and collapse redshifts.

As in Section 6.1, this test case has been simulated with EMMA in 3D as a planar experiment. Both the baryons and DM were included with $\Omega_b = 0.1$. The base resolution is $\ell = 6$ (i.e., 64^3 cells) and the DM field is sampled with 64^3 particles. The initial temperature is chosen to be arbitrarily small at $T = 10$ K and velocities orthogonal to the x direction are taken to be zero. The experiment has been conducted down to $z = 0$ with $z_i = 100$ and $z_c = 10$. Two additional refinement levels were triggered on gas density gradients $\Delta\rho/\rho > 0.1$. This tests the cosmological setting and the coupling between DM and baryons. Linear stages were compared to the analytic solution and were found to match at better than the per cent level (not shown here) until the redshift of collapse.

Fig. 8 shows the $z = 0$ baryon density, velocity and pressure as well as the DM phase diagram. Clearly, being way later than the collapse redshift ($z_c = 10$), it can be noted that several plane crossings occurred with a significant number of foldings for the DM phase space diagram. Baryons fell in the DM potential, creating shocks and an inner increase of temperature (via the pressure) within the collapsed region. In particular, note how the infall velocity of the gas is strongly reduced as it enters the collapsed gas. Refinement levels were triggered as expected, providing a better resolution of the density peak and a smoother description of the phase space curve of DM in the innermost regions. Finally, direct comparisons with, e.g., Teyssier (2002), show that the results of EMMA are consistent with other codes, even at these latest stages of the pancake collapse.

6.3 3D gravity plus hydrodynamics: Bertschinger's self-similar infall

This experiment aims at reproducing the calculation made by Bertschinger (1985) in which a top-hat overdensity within an expanding Einstein–De Sitter universe ($\Omega_m = 1$) collapses towards a scale-invariant density distribution in a self-similar fashion. Provided that radii are rescaled to the turnaround radius λ , this self-similarity can be fully predicted analytically. In the original paper, several configurations are explored and here we focus on the evolution of an overdensity that includes baryons in a DM-dominated potential. Compared to the test described in Section 6.2, the situation here is 3D with a spherical symmetry.

In practice, we generated a regular lattice of 128^3 DM particles starting at $z = 1000$ in a 1 Mpc box, with cosmological parameters $\Omega_m = 1$, $\Omega_b = 0.01$, $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Two types of DM

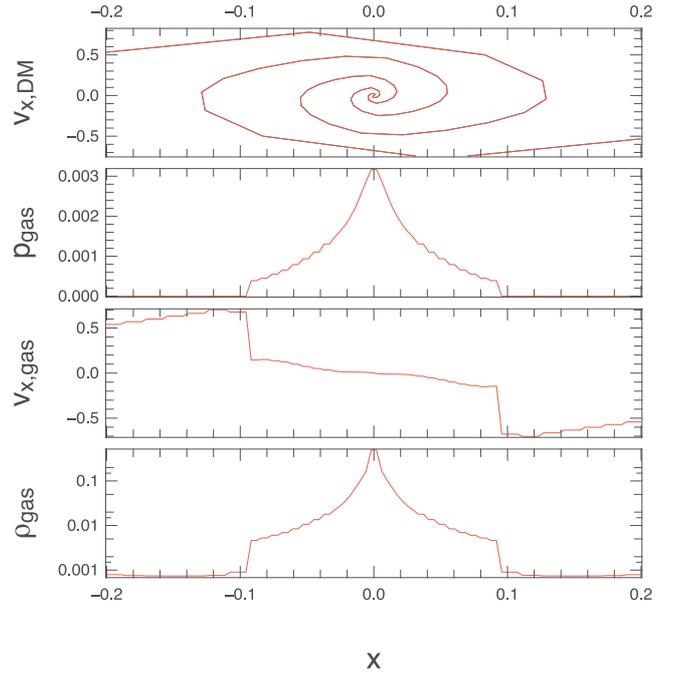


Figure 8. Zeldovich pancake experiments with baryons ($\Omega = 1$ and $\Omega_b = 0.01$). From top to bottom: Dark matter velocity $v_{x,DM}$, gas pressure p_{gas} , velocity $v_{x,gas}$ and density ρ_{gas} . All the quantities are shown as a function of the position, at $z = 0$. The sine wave is initiated at $z = 100$ and collapsed at $z = 10$. Note the increasing resolution towards the centre of the caustic, from $\ell = 6$ to $\ell = 8$.

particles co-exist: particles within a radius $R_i = 0.05$ Mpc from the centre were assigned a greater mass (equal to $7.89 \times 10^4 M_\odot$) than particles at larger distance (with a $6.37 \times 10^4 M_\odot$ mass), to produce a central overdensity $\delta_i = 0.2$. Also, an arbitrarily cold and motionless gas has been sampled on a coarse grid of 128^3 (i.e., $\ell = 7$), with the same central overdensity as DM: cells within a 0.05 Mpc radius were assigned a $797 M_\odot$ mass and ones at greater radii were given a $604 M_\odot$ mass. Mesh refinement triggers when the mass within a cell is greater than 8 times the mass of a low-mass DM particle: this criterion is similar to the one used in cosmological simulations to provide a quasi-Lagrangian strategy.

Fig. 9 shows the radial profiles of the DM and baryon densities as well as the baryon radial velocity, for the simulation and compared to the fits of the analytic solution provided by Bertschinger (1985). Also shown is the spherical average of the refinement level. As in Bertschinger (1985), the DM density D_{dm} , the baryonic density D_b and the baryonic radial velocity V are expressed in units of turnaround values:

$$D_{dm} = \frac{\rho_{dm}}{\rho_{ta}} \quad (60)$$

$$D_b = \frac{\rho_b}{\rho_{b,ta}} \quad (61)$$

$$V = \frac{v_b}{V_{ta}}, \quad (62)$$

where $\rho_{ta} = (6\pi G t^2)^{-1}$ and $\rho_{b,ta} = \Omega_b \rho_{ta}$. Bertschinger (1985) gives the evolution of the turnaround radius:

$$r_{ta}(t) = \left(\frac{4\pi t}{3t_i} \right)^{8/9} \delta_i^{1/3} R_i, \quad (63)$$

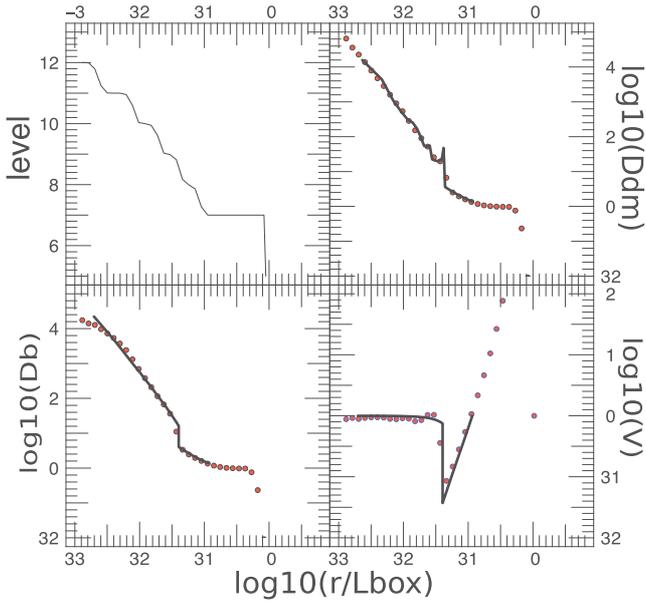


Figure 9. Self-similar 3D collapse of a top-hat density perturbation. Clockwise from top left: The radial profile of refinement level ℓ , DM density D_{dm} , baryon radial velocity V and density D_{b} , at $a = 0.56$. As in Bertschinger (1985), these quantities are expressed in units of turnaround quantities. Dots are for simulation results and lines stand for the analytic prediction of Bertschinger (1985). Radii are in units of the box length.

where t_i , δ_i and R_i are, respectively, the initial time, the initial overdensity and the initial overdensity radius, from which an expression for the associated velocity can be obtained:

$$V_{\text{ta}} = \frac{r_{\text{ta}}}{t}. \quad (64)$$

All the results are shown for $a = 0.56$. Clearly we manage to reproduce the analytic solution, in particular the predicted inner logarithmic slope of $-9/4$ for the DM density profile and the shock positions. A small amount of diffusion can be seen in the innermost regions in the baryon density. The velocity jump from the Hubble flow to the shocked region is not as sharp as the predicted one, but the overall features are well reproduced by our calculations and of the same quality described for ART and RAMSES.

6.4 3D radiative hydrodynamics: growth of a H II region

This test consists of a corner source, powered by a 100 000 K blackbody that sends photons into a surrounding homogeneous hydrogen-only medium. It belongs to the suite proposed by Iliev et al. (2006, 2009) and comes in two different versions. The first version deals with a static and uncoupled gas (Test 2, Iliev et al. 2006): we obtained a very good agreement with EMMA (not shown here), which does not come as a surprise since this test was also successfully passed by ATON and RAMSES-RT, which share a great number of details with EMMA. Here we focus on the second version, a coupled test known as Test 5. The UV photons ionize and heat up the gas, leading to the creation of ionization fronts that propagate inside out and put the gas into motion. This test couples RT and hydrodynamics and has been performed by a whole series of codes in Iliev et al. (2009).

A 100 000 K blackbody is located at the corner ($x = y = z = 0$) of a 15 kpc box, emitting 5×10^{48} UV photons per second. We sample the frequencies with the three groups of photons given in

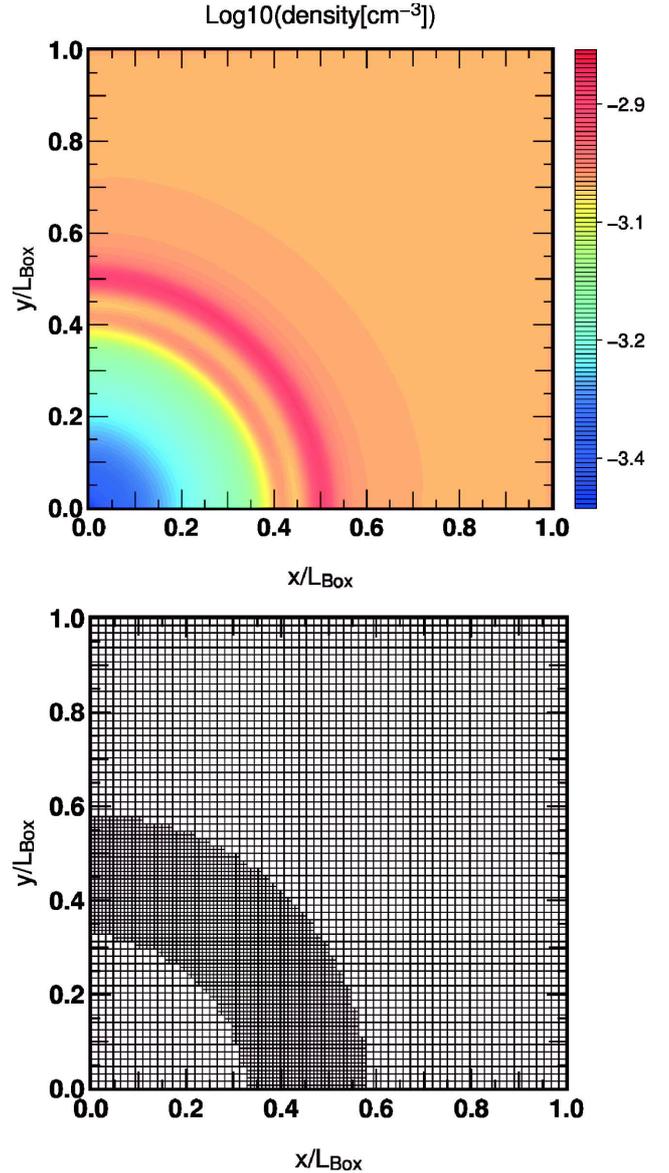


Figure 10. Expansion of a H II region. Top: \log_{10} of density map (in cm^{-3}). Bottom: AMR grid used for the computation. The coordinates are expressed in units of the box length, which has a physical extent of 15 kpc. The source is located at the bottom left corner and was ignited 200 Myr ago.

Section 2.2.3. The surrounding gas has a homogeneous number density of 0.001 hydrogen atoms per cm^3 . The calculation is run on a 64^3 coarse grid ($\ell = 6$), allowing for an additional level of refinement (128^3 , i.e., $\ell = 7$) to comply with the resolution requirements of Iliev et al. (2009). The refinement is simply triggered for cells with ionized fraction $0.01 < x < 0.8$: with the two-cell layer of neighbours being also refined, it is simple to track the ionization front. The boundary conditions are reflective for boundaries adjacent to the source and transmissive otherwise.

Fig. 10 shows the baryon density in the $z = 0$ plane, as well as the AMR structure that tracks the ionization front for $t = 200$ Myr. The source being in the bottom left corner, the distant cells remain at the base resolution as the front has not yet progressed to these regions. The cells close to the source are also at the base resolution: this region has returned to low resolution as it does not contain an

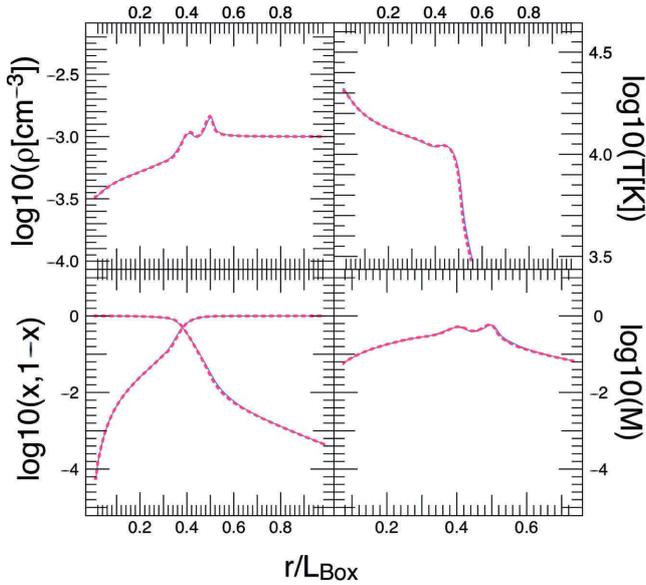


Figure 11. Expansion of a H II region. Clockwise from top left: Gas density, temperature, Mach number and ionized/neutral fraction. The coarse resolution is $\ell = 6$ and refinement is triggered on the ionization front to $\ell = 7$ in accordance with the Iliev et al. Test 5. Red dashed lines stand for the radial average taken 200 Myr after the source has been ignited. Blue lines stand for the same calculation, but performed with the CRTA.

ionization fraction that satisfies the refinement criterion (chosen to track front-like features).

Finally, between these two ensembles of coarse cells, one can find the refined region at 128^3 resolution, tracking the front. On the top panel of Fig. 10, the number density field of hydrogen is also shown, presenting a typical double peak structure encompassing a void created by the energy injection by the corner source.

Fig. 11 shows the radial profile of the density at the same instant (i.e., 200 Myr after the source ignition) as well as the temperature, ionization/neutral fraction and the Mach number profiles. EMMA recovers the typical features already obtained by most of the codes of Iliev et al. (2009). The double peak is due to the presence of high-energy photons in the spectrum of the 10^5 blackbody: these photons with large mean free path can deposit energy behind the ionization front, while lower energy photons deposit their energy at the base of the front. The input of energy at larger radii is also at the origin of the moderate temperature increase seen before its drop in the neutral region. The effect of hard photons can also be seen in the extent of the ionized fraction drop at the front, which would be much sharper for a monochromatic incoming flux. Overall, that EMMA reproduces these specific features seen by all other codes indicates that the coupling between radiation and matter and the handling of multi-frequency transfer is consistent with other implementations.

Figs 11 and 12 provide the different CRTA field profiles as well as a comparison of the temporal evolution of the front position and velocity (the front being defined as having a 50 per cent ionized fraction) in both cases. Clearly CRTA provides the same results as the standard calculation: in Fig. 11 the radial profiles taken at $t = 200$ Myr are almost indistinguishable and in Fig. 12, the front position and velocities of the CRTA calculation follow the ones obtained from the standard procedure. The evolution is smooth enough both spatially (with features sampled on ~ 15 fine cells or seven coarse cells) and temporally (with terminal velocities as

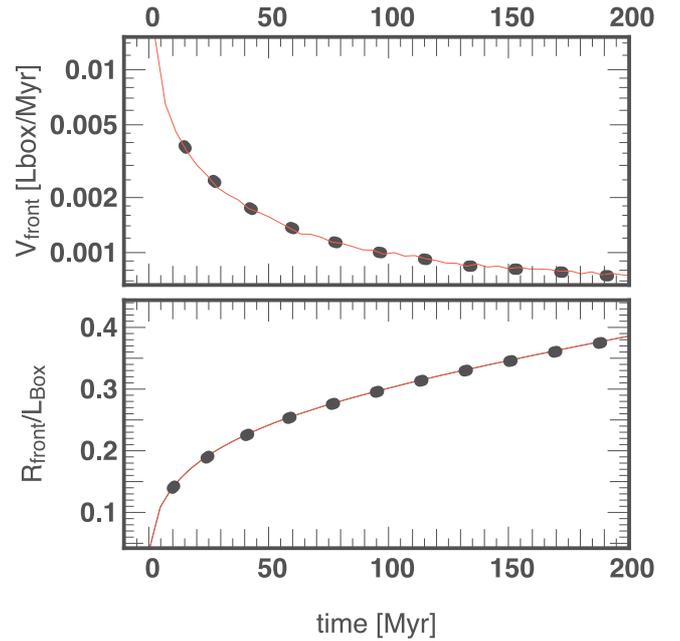


Figure 12. Expansion of a H II region. Front propagation predicted by the standard AMR RT implementation (red line) and CRTA (dots). Top: Front velocity. Bottom: Front position.

small as 0.1 per cent box lengths per million years) to ensure a good convergence of the CRTA towards the standard case.

6.5 3D radiative hydrodynamics: photo-evaporation of a dense clump

This situation has also been suggested by Iliev et al. (2009) and consists of a dense cold clump irradiated by a planar UV front. As the ionization front encounters the cloud, the high density will slow down its progression, acting as a trap for the incoming photons. As a side effect, a shadow will also be cast in the trail region of the clump. Finally, the energy deposited in the clump will put the gas in motion, leading to photo-evaporation by the incoming photon flux.

The set-up is given by Iliev et al. (2009): a spherical clump of radius 0.8 kpc is centred on (5.4, 3.3, 3.3) kpc inside a 6.6 kpc box. Outside the clump, the gas has a 8000 K temperature with a density of 200 atoms m^{-3} . The clump itself has a density of $40\,000 \text{ atoms m}^{-3}$ and a temperature of 100 K. A UV flux with a 100 000 K blackbody spectrum is incoming from the $x = 0$ boundary at a rate of $10^{10} \text{ photons m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. In practice, the simulation is performed on a 64^3 grid ($\ell = 6$) with one additional refinement level to comply with the Iliev et al. (2009) recommended resolution. Mesh refinement is triggered for cells with a density greater than the background density. The $x = 0$ boundary is a source of flux of the required rate, whereas the $x = 6.6$ kpc boundary is transmissive. Boundaries in the two other directions are periodic.

Figs 13 and 14 show maps of the neutral fraction and gas density at $t = 10$ and 35 Myr. In each figure, the top and middle rows were obtained from 64^3 simulations with an additional level of refinement, the top being obtained from the standard RT implementation on AMR and the middle panel being obtained from CRTA simulations.

Globally, a simple comparison with the results of Iliev et al. (2009) demonstrates their consistency. In particular, the evaporation is obvious with the expansion of the cloud limits due to the

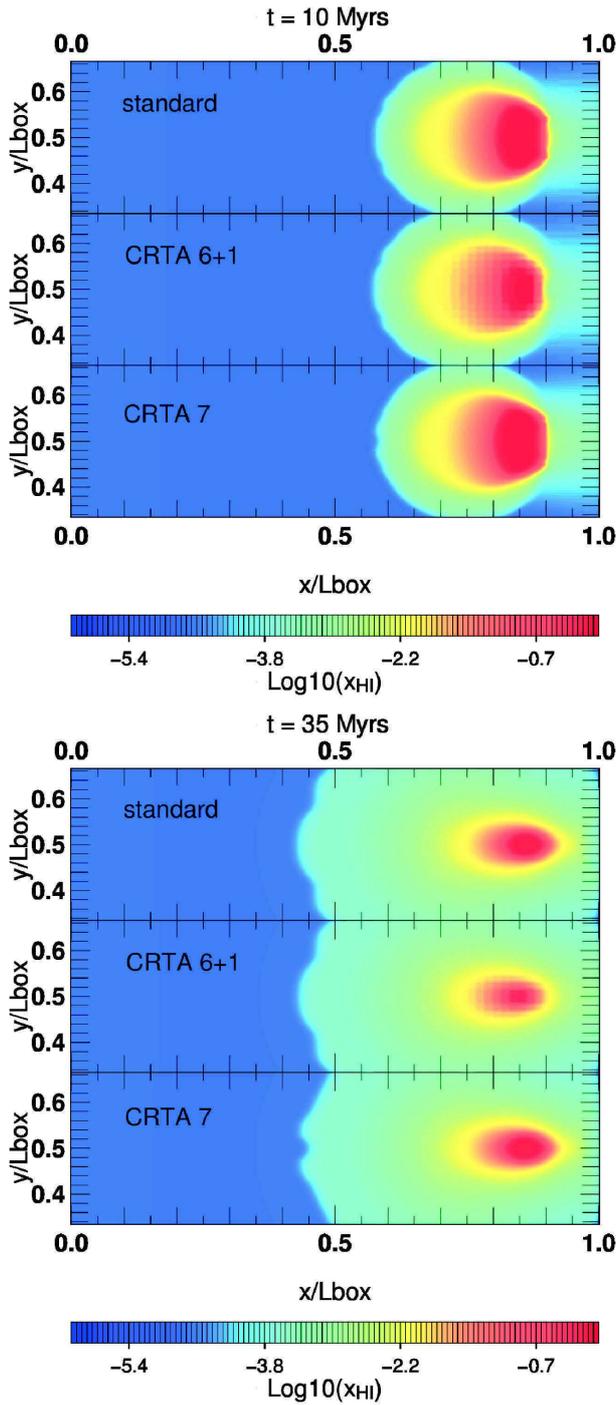


Figure 13. Photo-evaporation of a dense clump. Top: \log_{10} of the neutral fraction along the plane of symmetry of the clump at $t = 10$ Myr, as predicted by the standard AMR RT implementation (top) and CRTA (middle), both assuming an $\ell = 6$ base level plus one level of refinement. The bottom row is the prediction of CRTA on a static $\ell = 7$ grid. Bottom: The same quantities at $t = 35$ Myr. Blue is for ionized and red for neutral matter.

energy injected by the UV front. However, clear differences can also be noted: first the shadow behind the clump, albeit existent, is much weaker than in other RT codes. This is not a surprise since EMMA implements the global Lax-Friedrichs flux to compute intercell exchanges and is known to be very diffusive. This, therefore, prevents the creation of clear-cut shadows as a diffuse component of

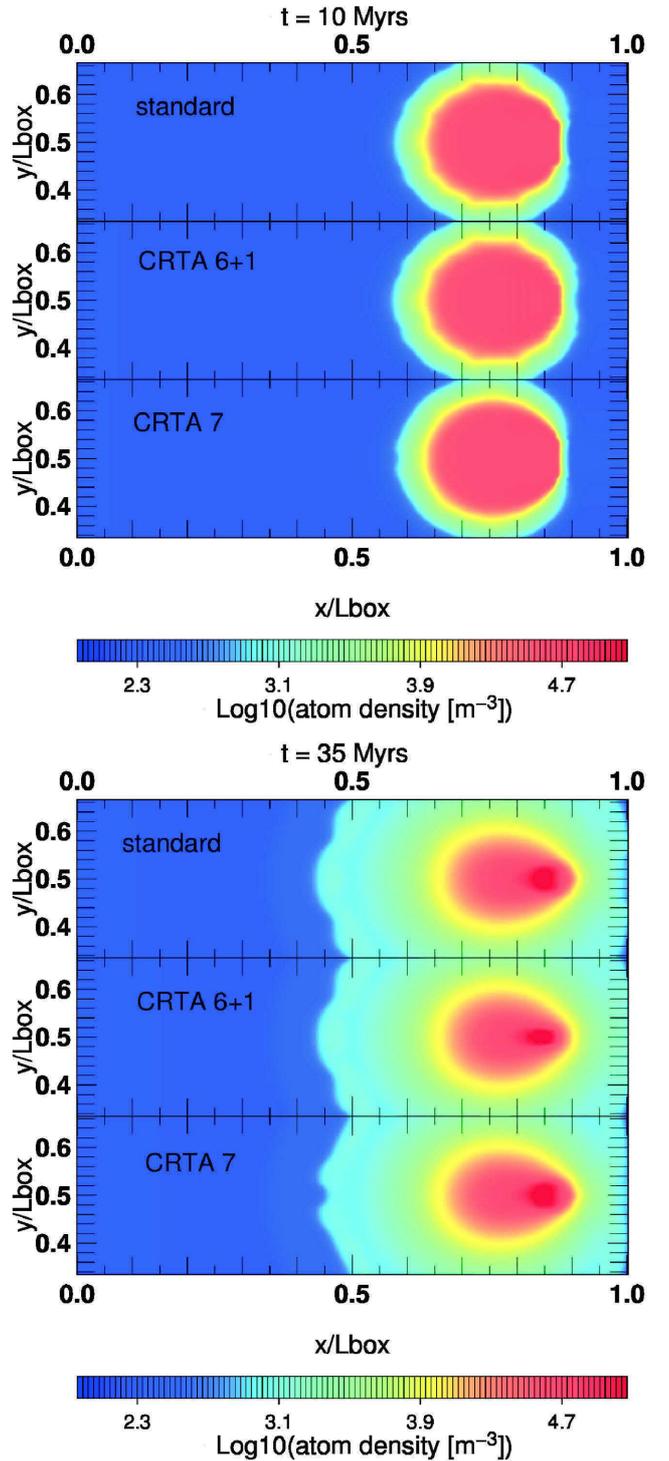


Figure 14. Same as in Fig. 13 but for the gas density. Underdense regions are blue and dense regions are red.

the flux eats the neutral gas in a direction orthogonal to the incoming direction of the UV photons. The same effect was already noted for ATON (Aubert & Teyssier 2008). Secondly, at late time, the contours of the extended cloud are not as spherical as expected and present significant fluctuations around a mean radius. These fluctuations are artefacts of the initial cloud sampling on the coarse $\ell = 6$ grid. The same artefact can be seen, e.g., in the FLASH-HC results in Iliev et al. (2009), which are also linked to the initial conditions. Comparing

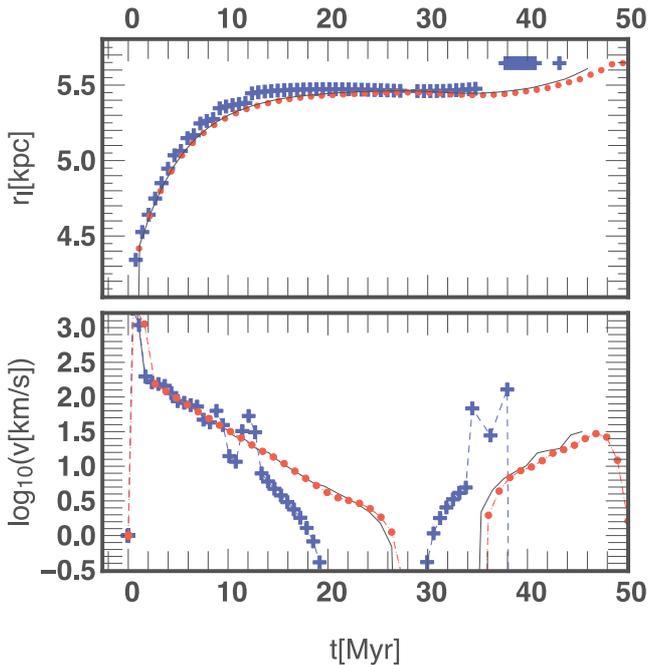


Figure 15. Photo-evaporation of a dense clump. Position (top) and velocity (bottom) of the ionization front along the x -axis as a function of time. The solid line stands for the standard AMR RT implementation results and blue crosses stand for CRTA results. Both were obtained using an $\ell = 6$ base level plus one level of refinement. Red dots stand for CRTA results with a $\ell = 7$ static grid.

standard RT and CRTA, it can be seen that the latter provides a faster ionization of the clump. Looking at the Fig. 13, the shadowed neutral clumps are systematically smaller in the CRTA regime. This is not a surprise since the RT is performed at the base level only, which increases artificially the extent of the UV flux penetration into the clump and also increases the scheme diffusion. Fig. 15 provides a more quantitative insight on this aspect, describing the front progression inside the cold clump and its velocity. The front position is defined as corresponding with the position of the cell having $x = 0.5$. At early stages ($t < 7.5$ Myr), CRTA and the standard description produce an identical front propagation. However, note that CRTA presents a step-like progression due to the coarser resolution of the RT, which translates into a coarser resolution of the ionized front. Later, the front is pushed back by the expanding cloud in both descriptions (as can be seen from the receding velocities), but it happens earlier for CRTA. Finally, the front cannot be tracked for $t > 38$ Myr, as no cells with a neutral fraction greater than 0.5 can be found any more. Let us mention that comparisons of the standard calculations with the results presented in Iliev et al. (2009) confirm the capacity of EMMA to track correctly the front propagation within the clump. In particular, EMMA recovers, as the other codes, the phase where the front is pushed back by the expanding cloud, when $t \sim 35$ Myr. Globally a faster photo-evaporation of the cloud can be detected in CRTA compared to the standard AMR description, essentially due to the coarse description of the radiative fields.

Finally, we present in the lower panels of Figs 13 and 14 the results of a CRTA calculation on a static $\ell = 7$ grid. It allows us to probe the separate effects of incomplete coupling between the dynamics and RT and of the coarse description of the radiation. In this experiment, the CRTA is equivalent to a radiative post-processing of the dynamics but performed on the fly, at the temporal scale of dynamical times and without any impact of a coarsened RT. Com-

pared to the standard treatment, RT is sub-cycled with respect to the dynamics, leading to a large number of RT plus thermo-chemistry calls per single gravity and hydrodynamics calculation. Clearly, CRTA greatly reproduces the standard calculation in this case, both in the neutral fraction and density maps and in the propagation of the fronts. It confirms that the coarsened resolution is indeed the reason for an accelerated photo-evaporation of the clump and that radiation sub-cycling does not induce significant deviations from the standard treatment.

6.6 Cosmological runs

6.6.1 Preliminary reionization simulations

Finally, we present the results of full simulations of cosmological reionization. The focus is on hydrodynamical simulations with radiative transport and on reionization-related quantities but additional tests on the DM halo mass function and energy conservation are presented in Appendix A. We produced a set of four simulations with four different specific emissivities for the sources. Each simulation consists of a 4 Mpc h^{-1} box sampled with 128^3 base resolution cells and 128^3 DM particles. These simulations will be referred to as X0.3, X1, X3 and X30. The X1 simulation is a fiducial run with source emissivities that produce a reasonable ionization history. The three additional cases use stars with boosted or depleted specific emissivities by the corresponding factor, X0.3 and X30 standing, respectively, for the dimmest and brightest source models. Initial conditions were produced using M_{PGRAFC} (Prunet et al. 2008) with a Planck cosmology (Planck Collaboration XVI et al. 2014) ($\Omega_m = 0.315$, $\Omega_\Lambda = 0.685$, $\Omega_b = 0.049$, $n_s = 0.96$ and $H_0 = 67 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) starting at $z = 80$. Each DM particle weighs $4 \times 10^6 M_\odot$. AMR is triggered using a quasi-Lagrangian strategy and a cell is refined if it contains more than eight DM particles. RT is run with three groups of frequencies ([13.6,24.6] eV, [24.6,54.4] eV and [54.4,1000] eV), dictated by the ionization thresholds of hydrogen and helium.

In addition to the hydrodynamics and RT, we had to implement a simple star formation recipe to populate the simulated volume with the ionizing sources that drive the reionization process. This star formation model is briefly described here and will be the subject of a dedicated paper in the near future: it is widely inspired by Katz, Weinberg & Hernquist (1996), Kay et al. (2002), Rasera & Teyssier (2006) and Dubois & Teyssier (2008). A cell is said to be prone to star formation if either its gas comoving density (n_*) or its gas density contrast (δ_*) are greater than user-set thresholds. Once a cell is flagged to form stars, the number of stellar particles to be created is drawn from a Poisson law with the λ parameter given by:

$$\lambda = \epsilon \frac{m_{\text{cell}}}{m_\ell} \frac{\Delta t}{t_*}. \quad (65)$$

λ corresponds to the average number of stars created during a time step Δt within a cell that contains a mass of gas given by m_{cell} . The star formation process is controlled by a typical star formation timescale t_* and an efficiency parameter ϵ . The mass of a stellar particle is given by m_ℓ , which depends on the level of the cell and is equal to

$$m_\ell = \bar{\rho}_b \delta_* \Delta x^3. \quad (66)$$

The following results were obtained with $\delta_* = 150$ and $t_*/\epsilon = 2$ Gyr. These values are considered as standard even though we do not discuss them here. We will explore thoroughly the dependence of the results on these values in a forthcoming paper. As shown hereafter,

they nevertheless lead to a star formation and a reionization process in reasonable agreement with the constraints. Each stellar particle emits photons for 20 Myr, with a constant emissivity and assuming a 50 000 K blackbody spectrum (see Baek et al. 2009). In practice, the source emissivity has been tuned by trial and error to produce a reasonable reionization history, complete at $z \sim 6$ and for the fiducial X1 model, it results in an emissivity of 1.5×10^{16} ionizing photons per second per stellar kilogram. Taking the calculation of Baek et al. (2009) as a reference, which assumes a Salpeter initial mass function and 1–100 M_{\odot} mass range, it corresponds to a 15 per cent escape fraction. Again, X0.3, X3 and X30 use emissivities multiplied by the corresponding factor, the X30 model being clearly over-powered and merely used to probe the qualitative behaviour of the code in the regime of strong radiation.

At the current stage we restrict ourselves to this simple model that obviously lacks important ingredients. For instance, supernova and active galactic nucleus feedback has not been implemented yet, chemistry is limited to simple hydrogen and no modification of the equation of state is assumed at very high densities. As a consequence, the star formation rate (SFR) is essentially not regulated in this cosmological toy model. Hence, the following results should not be considered as definitive for what the code can do but should be seen rather as tests of experimental configurations close to production runs.

Figs 16 and 17 present the distribution of matter, AMR levels, temperature and ionized hydrogen fraction in a 320 kpc h^{-1} thick slab of the X1 run at $z = 6.8$. Clearly, the matter on these scales is already highly structured at $z = 6.8$, with regions having a density contrast greater than 1000. These regions are effectively tracked by the AMR grid and the overall distribution of high-resolution grids follows the main features of the filamentary structure in this simulated volume. Sources are created in the overdensities and their radiation leads to large H II regions. Note how the fronts are locally prevented to progress into the inter-galactic medium by filaments and dense clumps, leading to complex features in their geometry. It can also be seen that the ionization fronts present a certain extent induced by the larger mean free path of high-energy photons. It also leads to a preheating of the gas, behind the ionization fronts, to temperatures close to a few thousand kelvins. Within the ionized regions, a quasi-homogeneous temperature close to 10 000 K is set by the UV radiation with local fluctuations correlated with the density field. Some shock-heated gas (located at $\sim [2, 1.7] \text{ Mpc h}^{-1}$) with temperatures greater than 100 000 K can also be seen.

The fiducial model X1 presents a reasonable reionization history and SFR, in broad agreement with observational constraints (see Fig. 18). Compared to Fan et al. (2006), the ionization happens slightly earlier than observed and correspondingly the photoionization rate at $z \sim 6$ is overestimated compared to Calverley et al. (2011). The cosmic star formation history is also in excess compared to the observationally deduced rates given by Bouwens et al. (2015). This fiducial model could have benefited from a slightly improved calibration to reproduce the observed data points; however, we consider that the current level of agreement is good enough at this stage: recall, for instance, that these simulations lack supernova feedback and the small simulated volume could also be inadequate for making quantitative predictions on cosmic averaged quantities. At this stage, we merely aim at looking for qualitative and not quantitative clues of the impact of radiation within a cosmological setting.

These clues can be obtained by comparing this fiducial simulation with the three other models, X0.3, X3 and X30. As expected, these models result in different reionization histories at earlier (respec-

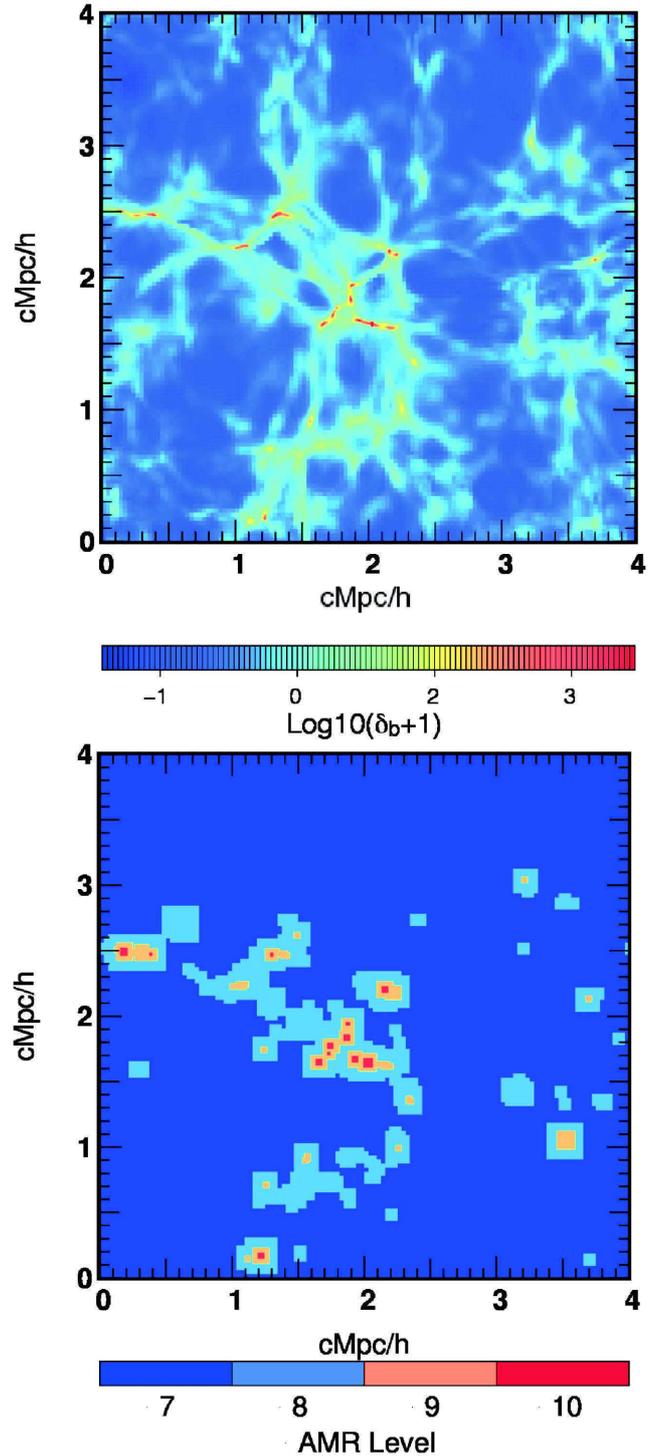


Figure 16. Structuration of matter in a cosmological RT run of a comoving $4 \text{ Mpc h}^{-1}/128^3$ box, taken at $z = 6.8$. Top: Baryon overdensity map. Bottom: AMR levels. The region shown has a thickness of 320 comoving kpc h^{-1} .

tively, later) times for larger (respectively, lower) emissivities (see Fig. 18). The SFR, however, remains essentially unaffected by the change in emissivity, except at later times ($z > 10$) for the models with the brightest sources (X30), leading to a depleted SFR.

Fig. 19 presents the baryon fraction and the instantaneous SFR measured in the DM haloes found at $z = 5.5$ in the different models.

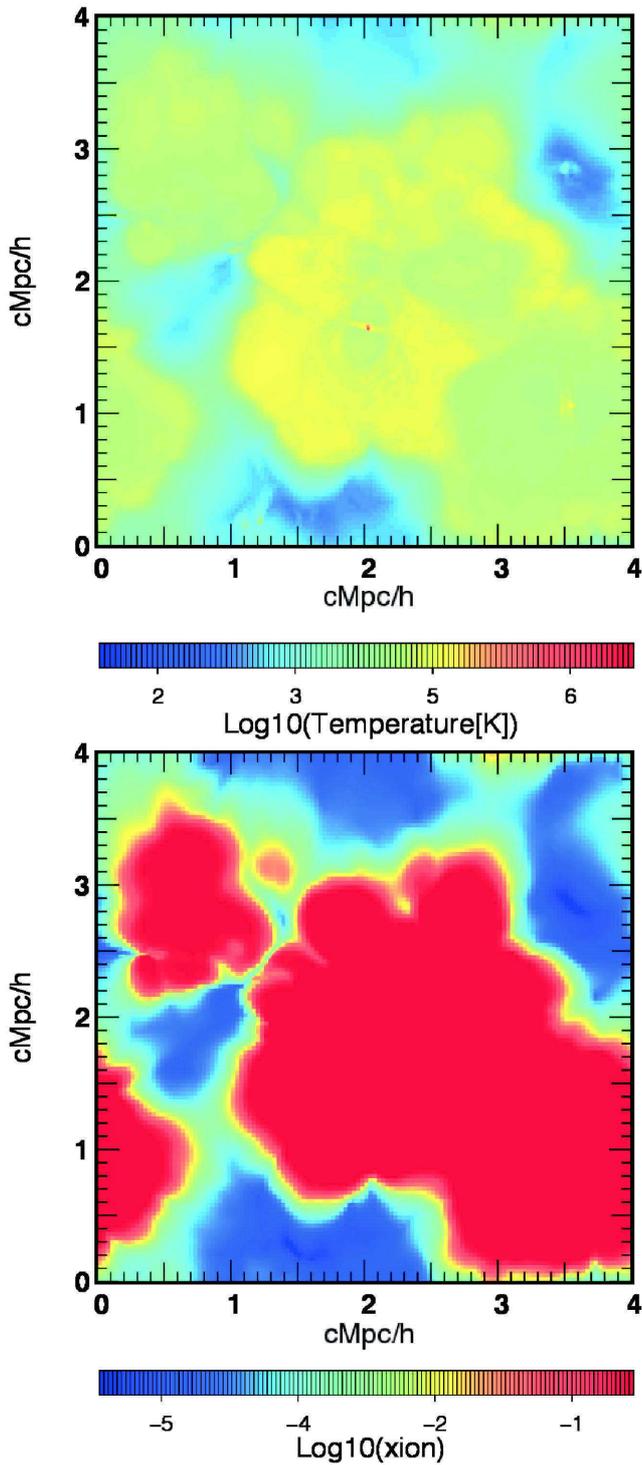


Figure 17. Same experiment and region as in Fig. 16. Top: Temperature map. Bottom: Map of fraction of ionized hydrogen.

At this redshift, the reionization is well advanced in most models except in X0.3 where a 75 per cent ionization level is only achieved. Haloes have been detected using the HOP halo finder (Eisenstein & Hu 1998) and baryons are counted within R_{200} , i.e., the radius of the spherical region around each halo with an average density 200 times greater than the average cosmic matter density. So far, ~ 450 haloes with a mass greater than $10^8 h^{-1} M_{\odot}$ (corresponding to 45 particles) have been found. Clearly a significant scatter can be

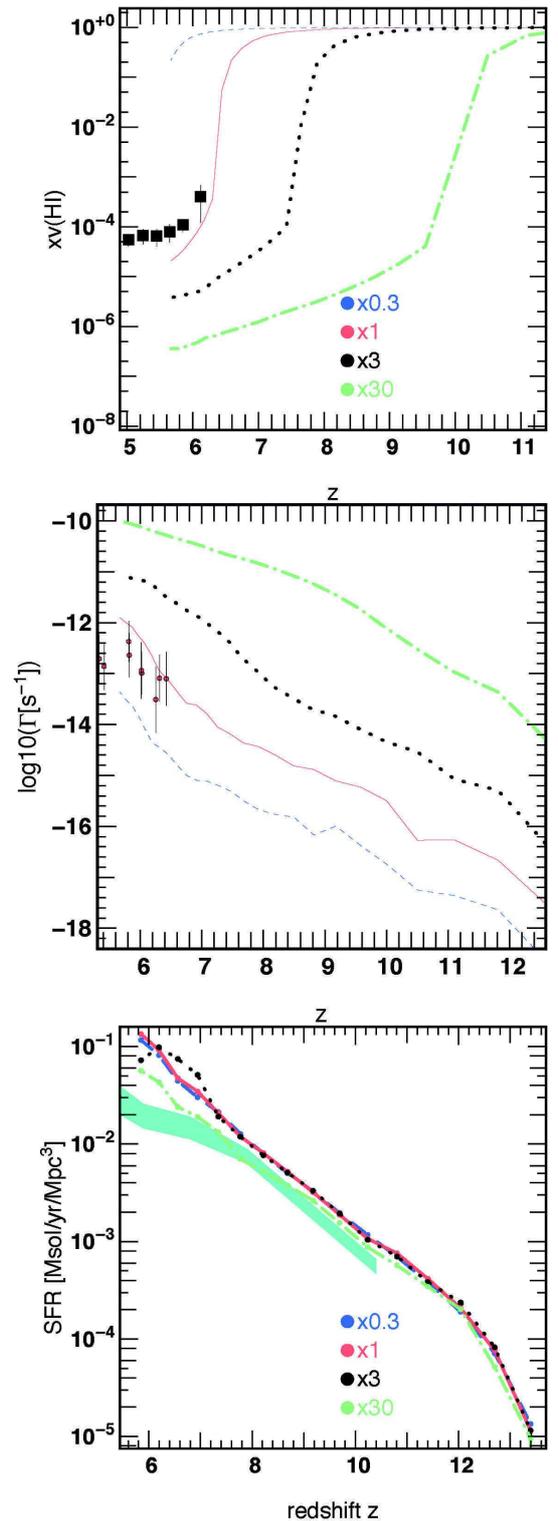


Figure 18. Global evolution of the average volume weighted neutral fraction (top), photoionization rate (middle) and star formation history (bottom) in $4 \text{ Mpc}/128^3$ reionization simulations. The fiducial model is shown in solid red (labelled as having an X1 emissivity) while simulations with different emissivities are shown in dashed blue (with an emissivity equal to 30 per cent of the fiducial one, X0.3), dotted black (X3) and dash-dotted green (X30). Observational constraints from Fan et al. (2006) (top panel, squares), Calverley et al. (2011) (middle panel, points) and Bouwens et al. (2015) (bottom panel, blue shaded area) are also given.

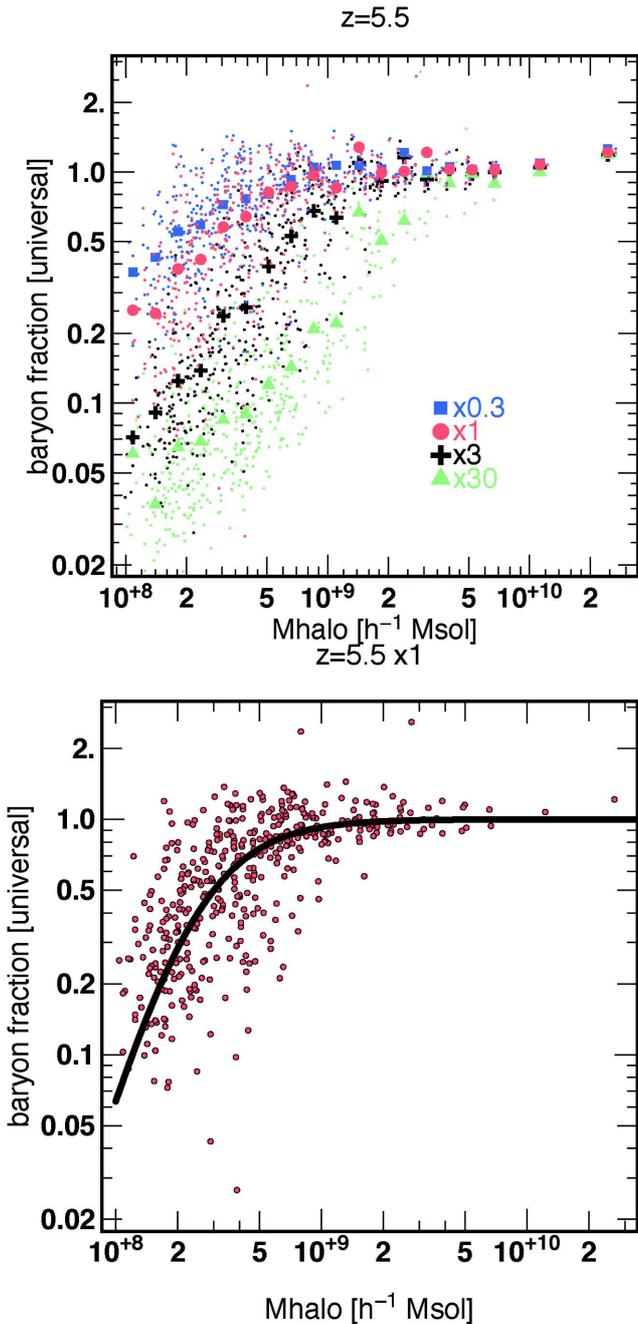


Figure 19. Top: Baryon fraction in DM haloes as a function of their mass at $z = 5.5$ computed in the four models of emissivity. Small dots stand for the values for each individual halo whereas large symbols stand for the average baryon fraction within a bin of halo mass. Bottom: The same quantity but for the fiducial model only (dots) compared to the Okamoto et al. (2008) fit.

found in the distribution of the baryon fraction but general trends can nevertheless be observed in the data: haloes with a mass greater than $10^9 M_{\odot}$ basically present a universal fraction whereas lighter objects are more dominated by DM as expected. A comparison of the fiducial model distribution to the fit provided by Okamoto, Gao & Theuns (2008) shows a reasonable agreement with a correct transition mass at $M \sim 3 \times 10^8 M_{\odot}$, even though a significant scatter is obtained. If all the models are considered, a clear trend can be noted: the dimmest models (X0.3 and X1) share the same global behaviour (or qualitative functional form) even though the

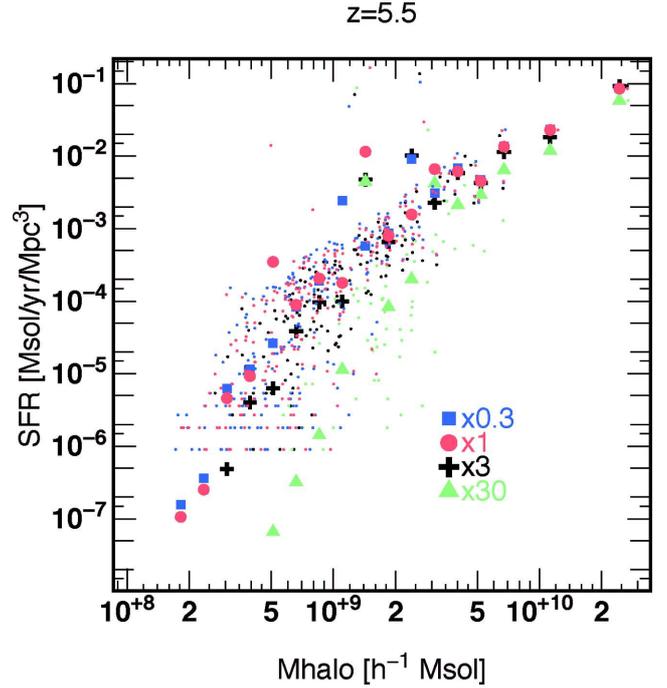


Figure 20. Instantaneous SFR per DM halo mass for the four emissivity models. Small dots stand for the values for each individual halo whereas large symbols stand for the average baryon fraction within a bin of halo mass.

fiducial model presents baryon-poor low-mass haloes. Meanwhile, the brightest models can produce baryon fractions 10 times smaller than the fiducial case with a different functional relation between the baryon fraction and the halo mass. The impact of radiation on this quantity seems, therefore, well established in this series of models, where brighter sources have a strong impact on the gas within shallow potentials.

Interestingly, this impact does not directly translate into a modified SFR inside the haloes (see Fig. 20). Again the scatter is quite important and finite mass effects can be seen in haloes with small formation rates and the interpretation can therefore be difficult. Still, it appears that the three dimmest models (X0.3, the fiducial X1 and X3) are not significantly different and present the same mass dependence of the SFR within their haloes. Since we found that the global baryon quantity is indeed affected, it seems to imply that the *star-forming* baryons are unaffected by the source emissivity and the presence of radiation. Only the most extreme case of source emission shows a significant dip in the SFR of low-mass haloes: in our simplistic model of star formation, a certain level of gas depletion must be achieved to impact the production of stellar particles.

As a final note, we present in Fig. 21 the halo baryon fraction in the four models at the same cosmic average ionization fraction, $x = 0.75$. Of course, this level of ionization is achieved at high redshift (~ 10) for the brightest model and corresponds to the last snapshot at $z = 5.5$ for the dimmest one. It can be easily seen that the baryon fraction mass distribution is essentially identical in the four models, taken at four different redshifts but at the same ionization level. It could hint that an essential ingredient of the baryon depletion is not only the source intensity but also the exposition duration to the UV background. In the previous analysis at $z = 5.5$, not only does the brightest model contain the brightest sources but it also provided the longest duration over which haloes are in an optically

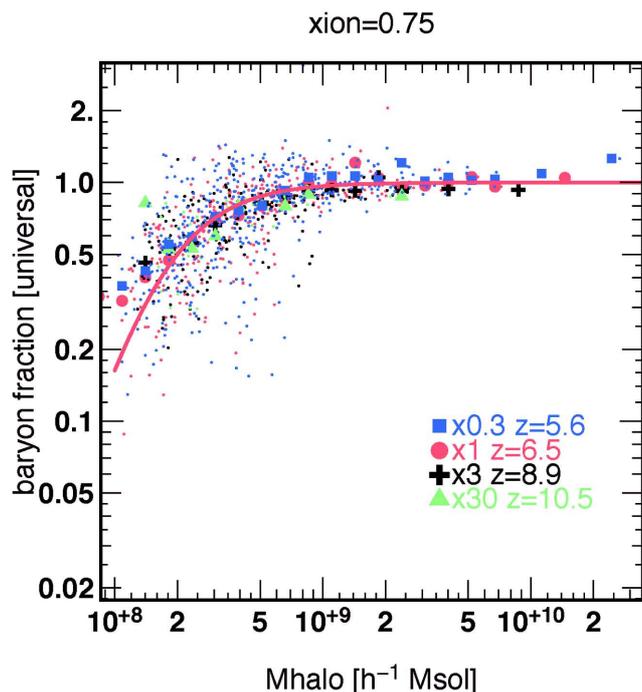


Figure 21. Baryon fraction as a function of halo mass for the four different models measured at the same ionization fraction $x = 0.75$. The corresponding redshifts are given in the labels. The red line stands for the Okamoto et al. (2008) fit taken at the redshift of the fiducial model (X1).

thin universe since such models provide an early reionization. Conversely, dimmer models produce a late reionization and therefore a shorter exposition duration to the UV flux in a transparent universe. It could impact the baryon fraction in low-mass halo measured at a given time. At a given average ionization fraction, we somehow get rid of the scatter in flux exposition and look at haloes from different simulations at a similar stage of their universe ionization history, with a similar structure for the UV field. And indeed, in our model, it significantly reduces the differences observed previously.

Recall that several important ingredients are missing in our models, like supernova feedback, which may enhance the SFR suppression in low-mass haloes, and the presence of H_2 , the fraction of which can greatly differ from the baryon fraction. Hence, the results presented in this section indicate in a qualitative manner that EMMA is able to handle cosmological reionization simulations. Further investigations and implementations are necessary to assess quantitatively the subjects discussed here.

7 PERFORMANCE

7.1 Preamble

As a closing chapter to this description of EMMA, we now discuss the performance of the code. As shown hereafter, the comparison of performance on different architectures is a complex matter as it depends on how architecture-dependent optimizations are implemented. Such a comparison also depends on the context in which it has been performed: as such it will evolve in time (as hardware improves for instance) or in space (from one computer to another at a given time). We nevertheless think that the following will shed some light on how the code behaves and how this behaviour can vary significantly depending on the compiler or the architecture.

More generally, it is also an opportunity to demonstrate that code performance should be carefully considered, and not only for EMMA.

In the following, the calculations were for a $4 \text{ Mpc } h^{-1}/128^3$ cosmological simulation with full physics and the same parameters and simple star formation recipe as the ones described in Section 6.6.1. They used CRTA with speed of light $c/10$, which should not affect the discussion on raw performance and scaling issues. We compared three types of EMMA binaries on the Curie-CCRT supercomputer hybrid nodes, compiled using single-precision arithmetic:

(i) A GPU binary produced by the NVCC compiler from the CUDA 5.5 SDK with O2 optimization level, called *gpu-O2*. This version runs the vectorized physical engines on M2090 Nvidia GPU devices while still relying on a single core to perform the other tasks, such as AMR logistics, vectorization, particle operations, etc. For a multi-GPU run, each MPI process is attached to a single CPU core associated with a single distinct GPU.

(ii) A CPU binary produced by GCC 4.4.7, called *gcc-O2*. This version wholly runs on 2.7 GHz Sandybridge Westmere processors and uses the standard O2 optimization level.

(iii) A CPU binary produced by ICC 14.0.3. with the same O2 optimization level, called *icc-O2*. Such EMMA binaries are usually faster than those provided by GCC by a factor close to four: this difference is essentially the result of optimizations on floating-point operations that are enabled by default. Such optimizations can be disabled by setting an additional `fp-model=strict` flag to produce EMMA binaries with performance reduced to the level of those produced by gcc (not shown here).

ICC is available in most supercomputing and institutional facilities. GCC, on the other hand, is widely distributed and could be the only option on small configurations (e.g., on laptops, desktop machines or local shared memory calculators). Since they produce binaries with different performance, the resulting GPU acceleration will also depend on the CPU version taken as a reference.

Comparisons of GPUs and CPUs are done by considering one graphics device against one CPU *core*. Obviously, this biases performance in favour of GPUs, which are essentially parallel devices. Nevertheless, we argue that this is the simplest way to do the comparison, since a given GPU can be associated with a variety of different CPU nodes with different numbers of cores. However, some care must be taken when considering acceleration rates. If an acceleration factor of $\times 80$ is found, it should be seen as considerable since 80 CPU cores per GPU is already a significant configuration and codes do not usually follow strong scaling laws at such levels of acceleration (i.e., a $\times 80$ acceleration cannot be obtained using 80 cores). On the other hand, if a $\times 4$ acceleration factor is found, it should be considered as low since four cores are easily obtained and $\times 4$ strong scaling factors can usually be achieved. For Curie hybrid nodes, one GPU is associated with four cores but other configurations exist (e.g., Titan-ORNL associates 16 cores with one GPU).

7.2 Computing time consumption

Fig. 22 presents the time spent by a calculation to reach a given expansion factor in a cosmological simulation. Whichever code version is considered, two major phases can be distinguished: for an expansion factor $a = (1+z)^{-1} < 0.065$, the code achieves a stable regime with small and regular time steps (given by the slope of the Fig. 22 curves). At this stage, no source has been created yet and no light has to be propagated: the radiative engine (which also includes thermo-chemistry modules such as cooling

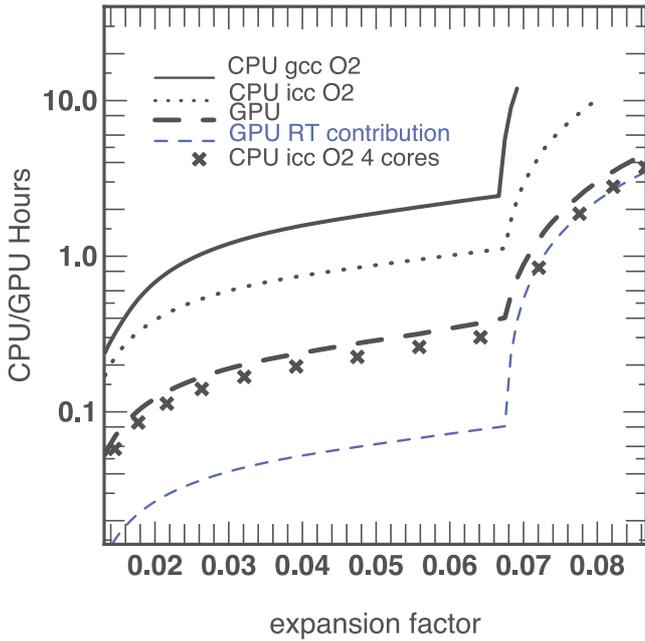


Figure 22. Comparison of the cumulative time spent to reach a given expansion factor for a $4 \text{ Mpc h}^{-1}/128^3$ cosmological simulation of the reionization. Times are given for a single computing device (i.e., one GPU or one CPU core). The thick black dashed line stands for the GPU run performed on a M2090 Nvidia GPU whereas the thin dashed blue line stands for the contribution of RT to this cost. The black solid (respectively, dotted) line stands for a single CPU core (2.7 GHz Sandybridge Westemere) using the *gcc-O2* (respectively, *icc-O2*) binary. The symbols stand for a four-core CPU calculation using *icc-O2* on a Curie node.

processes) is not limited by the CFL condition and is called once per dynamical time step. Furthermore, the non-linearities are small and AMR has not been deployed yet, hence the work per coarse cell is naturally close to balance. At $a \sim 0.065$, the first source appears and radiative transport must be computed while satisfying the stringent CFL condition. The number of RT calls per dynamical time step increases to typical levels of 150 calls per step. In Fig. 22, the time spent increases by orders of magnitude with a much greater slope, i.e., a much greater time spent per time step. This contribution of RT to the computing time is further emphasized by the dashed blue line in Fig. 22, which stands for the RT-only contribution in the *gpu-O2* calculation (similar curves are obtained for the CPU calculation albeit not shown here): clearly the dramatic increase in the computing time is driven by this specific module.

In the same plot, solid lines stand for the computing time required for EMMA to reach a given expansion factor using a M2090 Nvidia GPU device with *gpu-O2* (black dashed line) and using a single CPU core with *gcc-O2* (black solid line) and *icc-O2* (black dotted line) binaries. Comparing these different versions of EMMA, it can be seen in Fig. 22 that for the *gpu-O2* version, $a = 0.07$ is achieved in 50 min, whereas 16 h are required for the *gcc-O2* version, providing a $\times 16.9$ acceleration factor. In the pre-source regime (for $a < 0.065$), this acceleration factor drops to $\times 6.4$: in this regime the contribution of the RT engine is much smaller and so is the level of potential acceleration. In the very first stages of the calculation, this acceleration rate even drops further (to a factor close to $\times 4$) as the cooling induced by dynamical effects is small and hence the need for associated calculations that could have benefited from hardware acceleration. If the GPU version is compared to the *icc-O2* run,

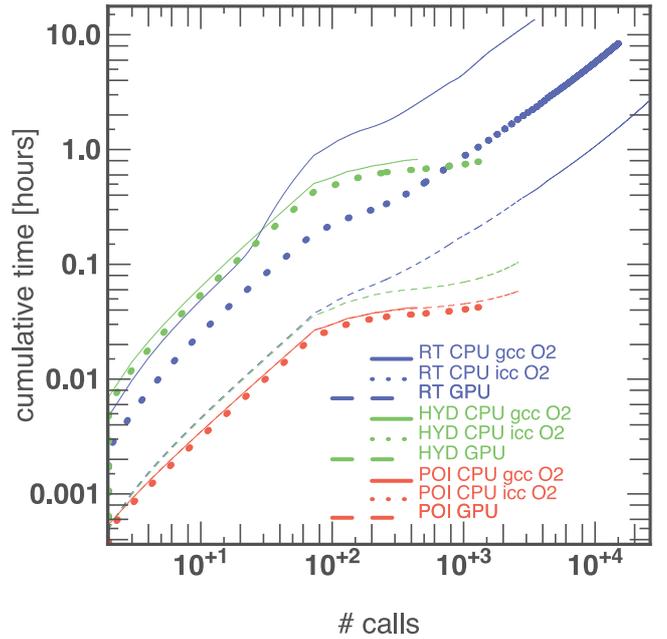


Figure 23. Cumulative time spent in the Poisson (red), hydrodynamics (green) and RT (blue) physical engines as a function of the number of calls. Solid lines stand for single-core CPU calculations on a $4 \text{ Mpc}/128^3$ simulation using *gcc-O2*, dotted lines stand for single-core CPU calculations using *icc-O2* and dashed lines for calculations driven by a single M2090 GPU using *gpu-O2*.

the maximal acceleration rate of the *gpu-O2* code drops to $\times 3.9$. Clearly the removal of strict value-safe floating-point operations (which allows greater optimization from the CPU compiler) results in a more competitive CPU code performance-wise. Moreover, note that the current comparisons are for a GPU device against a single CPU core as we argue that this provides the simplest comparison. However, cores are usually part of multi-core nodes, connected to one or two GPU devices. Hence, an acceleration rate of a few times can be seen as not sufficient if it does not exceed the core per GPU ratio. For instance, we show in Fig. 22 the time required for the four cores of a hybrid Curie node to run the same test (symbols). As can be seen here, the strong scaling behaviour of EMMA is sufficient to improve further the CPU consumption by a factor of almost 4 and the parallel *icc-O2* binary slightly outperforms *gpu-O2*. As described in the next section, this diversity of performance results from the impact of CPU optimization and GPU acceleration, which are not uniformly distributed among the different modules.

7.3 Detailed computing cost breakdown

For the same experiments, Fig. 23 presents the cumulative time spent in the three principal modules (Poisson, hydrodynamics and radiative solver) of EMMA as a function of successive calls made to these modules. Solid lines stand for the single-core CPU calculation obtained with *gcc-O2*, dotted lines stand for single-core CPU calculations produced by *icc-O2* and dashed lines stand for the GPU-driven experiments.

Focusing first on the *gcc-O2* results, it clearly appears that hydrodynamics and RT calculations dominate the overall time budget of EMMA. Unsurprisingly, the Poisson solver only contributes marginally to the overall cost: first, the amount of calculation involved in this stage is small compared to the complex

Table 1. Typical time spent (in seconds) in the vectorization plus transfer operations (VT) and in calculations (Cal) for the hydrodynamics (HYD) and radiative transfer (RT) modules. Times are given for time step 10 of the benchmark simulation described in Section 7, corresponding to a regime without sources and without AMR.

	HYD VT	HYD Cal	RT VT	RT Cal
<i>icc-O2</i>	1.2	26.4	0.9	13.1
<i>gpu-O2</i>	1.76	0.69	1.66	0.85

hydrodynamical solvers or thermo-chemistry calculations. Secondly, it relies on an iterative solver, where the solution does not evolve quickly from a time step to another or only in a few hyper-refined cells, ensuring a rapid convergence and hence a low computational cost. Also note that the hydrodynamics are the dominant stage at early times, being overtaken by RT only as thermo-chemical computations start to contribute and obviously at later time when CRTA executes ~ 150 RT calls per hydrodynamics call. This effect due to CRTA is also evident in the number of RT calls, which is much greater than the identical number of hydrodynamics and Poisson calls.

Looking at the performance of the GPU-driven binaries *gpu-O2*, the time spent in the hydrodynamics and RT is reduced to the levels of the Poisson solver: compared to *gcc-O2*, the RT module is accelerated by a factor $\times 32$ and the hydrodynamics by a factor $\times 14$. Interestingly, we could not achieve any acceleration with the Poisson solver on GPU architecture. The reason is the poor computation/transfer ratio for the Poisson solver: our measurements show that gathering the data from AMR to the vector-like structure on the CPU takes ~ 75 per cent of the time required by the Poisson solver. The room for acceleration is therefore extremely small, whereas in hydrodynamics and RT this gathering stage only represents ~ 5 – 10 per cent of the computation. In general, the acceleration can be efficient on computation-dominated modules, and in our implementation, the Poisson iterative solver does not belong to this family of functions and represents, therefore, an intrinsic limit to EMMA’s performance on GPUs.

Finally, dotted lines show the cumulative time per call of a given module using *icc-O2*. No differences can be noted for the hydrodynamics and Poisson solvers compared to the timings obtained for *gcc-O2*, but the time spent in the RT module is greatly reduced. This is easily explained by the important contribution of non-trivial mathematical operations in cooling rates, cross-sections, ionization rates, etc. in the thermo-chemistry operations handled by the RT module. Such operations clearly benefit from the optimizations made by the compiler. This is not the case for hydrodynamics: even though a MUSCL scheme involves a great number of operations, they essentially rely on simple arithmetic operations, which are less prone to optimization. For hydrodynamics, *gpu-O2* still provides a $\times 12$ acceleration compared to *icc-O2* but the RT acceleration rate drops to $\times 5.5$: since it is the dominant process, this strongly affects the overall GPU acceleration.

The current limiting factor of GPU performance is the cost of vectorization and data transfer to and from the device. In fact, the near identical floor performance obtained by the three GPU modules is due to the irreducible cost of these operations. In Table 1, we list the time consumption for the vectorization/transfer stages as well as for the actual computations, measured in a typical early-stage step for *icc-O2* and *gpu-O2* binaries. The results for the Poisson solver are not discussed as they are already dominated by vectorization on the CPU. We find that for the hydrodynamics and RT, the cost

Curie Thin Nodes/SandyBridge 2.7GHz

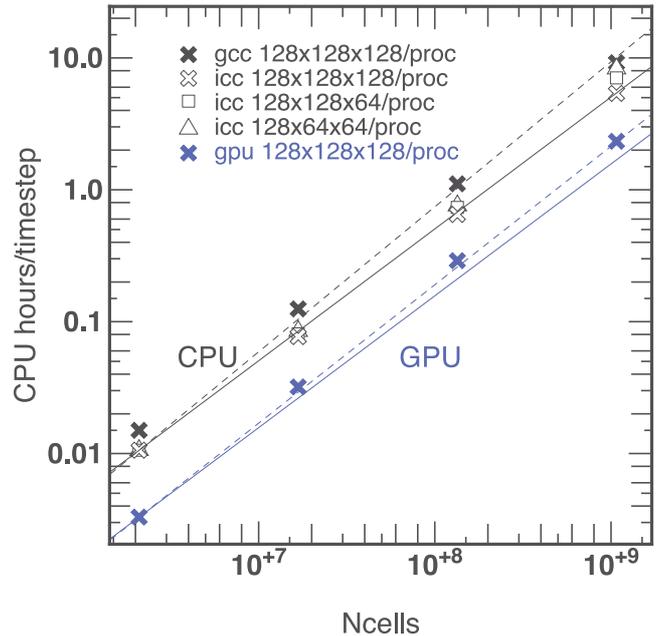


Figure 24. The empty symbols are scaling curves for different loads per process configuration using the *icc-O2* binary, given as the CPU hours per time step as a function of the total number of coarse cells. The black solid line represents perfect CPU scaling (i.e., $t \sim N_c^\alpha$ with $\alpha = 1$) while the black dashed line stands for the worst scaling law obtained here with $\alpha = 1.1$. Filled black symbols stand for the same measurements but made with the *gcc-O2* binary and a constant load of 128^3 per process. Filled blue symbols stand for the same measurements on GPUs (using *gpu-O2* binaries) and a constant load of 128^3 per process. The blue solid line stands for the perfect scaling expected for a GPU whereas the dashed blue one stands for the actually measurement with $\alpha = 1.05$.

of these operations is close to 70 per cent on GPUs (see Table 1) whereas they contribute to less than 10 per cent of the CPU calculation: the acceleration potential of *calculations* is thus almost fully exhausted. Also note from Table 1 that these vectorization/transfer steps are actually more expensive on a GPU because of the additional transfer of data from the CPU host to the GPU: the cost of transfers is broadly equivalent to the vectorization. It doubles the time spent in non-calculation operations, which end up dominating the cost of the hydrodynamic and RT modules.

7.4 Parallel scaling

Fig. 24 shows the scaling properties for EMMA, where a fixed load per process is chosen and the number of processes is increased, thus increasing the volume and total number of coarse cells or particles handled by the code. For the *gpu-O2* and *gcc-O2* scaling measurements, we stick to a load of $4 \text{ Mpc}/128 \times 128 \times 128$ coarse cells per process, similar to the one used above. For the *icc-O2* Intel CPU scaling, we varied the load per core and used non-cubical sub-domains. Configurations from 1 to 256 GPUs and from 1 to 2048 cores were used. Times were measured in the initial stages of a cosmological run, during the first 20 steps. At these early stages, the non-linearities are weak and AMR is not triggered: load imbalance is minimal and therefore this allows a better estimation of parallelism-induced deviations. It also corresponds to the epoch where the acceleration is the weakest but it should not affect our

conclusions regarding the scaling abilities of the code. Clearly the (weak) scaling trends are satisfying with a CPU/GPU computing time that scales as $t \sim N^{[1-1.1]}$ where N is the number of cells. In fact, on a CPU the scaling is almost perfect in configurations with a $128 \times 128 \times 128$ load per process and drifts away for smaller problems per process: this is a standard strong scaling issue, where a smaller local load increases the weight of the overheads for parallelism. Furthermore, as the sub-domains become non-cubical, the number of neighbours and therefore the amount of communication varies from one process to another if a Peano–Hilbert segmentation is used, leading to a small unbalance of communications between processes. Nevertheless, the scaling of *EMMA* running on multiple CPUs and GPUs seems satisfying, aside from load-balance issues that will inevitably arise later as structures emerge. We plan to implement balancing procedures in forthcoming developments.

7.5 Discussion

Overall, the performance achieved by GPU-driven calculations is promising and acceleration rates greater than $\times 16.9$ can be obtained, but such rates should be discussed as comparing performance is complex. First the large acceleration rates are obtained in the regime where CRTA is used and effective (i.e., after the first star has appeared): CRTA is somewhat designed to favour hardware accelerators as it increases the weight of pure and heavy calculations on the overall budget of *EMMA*. Furthermore it remains an approximation with a coarse description of radiative transport; hence, it stands as a lower-order approximation compared to the standard AMR coupling of radiation to matter. Note that even in the CRTA regime, this standard coupling is naturally enforced in the pre-source stages, and we demonstrated that only moderate acceleration is achieved in this regime ($\times 6.4$). Secondly, we also demonstrated that properly optimized CPU binaries may be only a few times slower than GPUs. The overall code acceleration rate drops then to $\times 3.9$ even in the CRTA-dominated regime, as can be seen by examining Fig. 22. Finally, the performance gap can be reduced further by increasing the number of CPU cores used or by using full node capacities.

Note that these acceleration are global, i.e., they rely on global timings of *EMMA* where a significant number of modules remain to be ported on GPUs. This is, for instance, the case for particle-related operations, which are currently only handled by the CPU. Even if they are sub-dominant, optimizing these tasks or porting them to a GPU architecture could provide a moderate additional acceleration.

However, the most obvious way to increase the GPU acceleration is to reduce the cost of vectorization and data transfer to the device. The data transfer bottleneck is expected to evolve naturally as new standards are being developed to increase the CPU to GPU bandwidth⁴ or by using architectures such as AMD’s Accelerated Processor Units (APUs) in which the CPU and GPU share the same memory, thus nullifying the cost of transfers. Note that thanks to the vectorization strategy of *EMMA*, future ports to new architectures should be of limited complexity. Regarding the cost of the vectorization (driven by gather/scatter operations), note that this operation is currently purely sequential and dealt with by the CPU. Gather/scatter operations could in principle be parallelized to reduce their imprint on the overall costs and to lower the intrinsic floor that limits GPU performance. Such parallelization is limited by concurrent memory accesses but current CPU architectures designed with

non-uniform memory access (NUMA) should, in principle, alleviate this issue. Another option would be to deport the vectorization to the parallel computing device (a GPU in our case): performance gains are expected to be limited, since gather/scatter operations rely on non-GPU-friendly tree-walk operations, but even a weak acceleration of the vectorization process would provide a welcome boost to the calculation acceleration.

The tests presented here were made on CPU and GPU architectures of the same generation (M2090+2.7 GHz Westmere on Curie), but newer hardware is and will be available and similar tests will be necessary to reassess the results shown here. However, preliminary tests on more recent devices show no significant improvement in performance (see Appendix B). This is not a complete surprise since our GPU calculations are currently limited by vectorization and transfers and the more recent hardware has not made significant progress for these.

On a broader perspective, the results presented here seem to make a strong case for the full use of hybrid installations, where *EMMA* could distribute its different tasks/modules simultaneously on the different types of hardware (multi-core CPU and GPU) available on a node. For instance, gather/scatter operations on a CPU represent typically 5–10 per cent of the time spent in a physics engine, hence there is room for potential acceleration on a multi-core node through OpenMP directives, probably of a factor of a few times, making it competitive with current GPU accelerations. For instance, multiple tasks could be done in parallel, such as, e.g., thermo-chemistry on a multi-core CPU and radiative transport on a GPU so that current performance could be increased by an overall factor of 2. Of course, these estimates need to be confirmed by experience.

8 CONCLUSIONS

EMMA is a cosmological simulation code, which handles simultaneously gravity, hydrodynamics and RT on an adaptive grid that can be refined on the fly (AMR). Written in C, this code is parallel (via the MPI protocol) and can deploy its physics modules on GPUs using CUDA. Designed to study the reionization epoch, *EMMA* is, nevertheless, a versatile code for structure formation.

The code has passed a variety of test cases and can confidently produce accurate and relevant simulations. A first comparison of cosmological reionization simulations with different source parameters presents the expected qualitative behaviour of the physics at play.

EMMA has been tested in a wide variety of parallel configurations and it demonstrates satisfying scaling properties. It is able to use GPUs to accelerate hydrodynamics and RT calculations. Depending on the optimizations and the compilers used to generate the CPU reference, global GPU acceleration factors between $\times 3.9$ and $\times 16.9$ can be obtained. Vectorization and transfer operations currently prevent better GPU performance, and we expect that future optimizations and hardware evolution will lead to greater accelerations. Overall we demonstrate that *EMMA* is able to cope efficiently with a variety of hardware.

Aside from optimization to improve the performance of the code and GPU-driven acceleration factors, additional features will be included in *EMMA* in the near future. Among them, star formation and supernova feedback are a major priority as they are an essential ingredient for galaxy formation theories and models. Their implementation is on the way and will be described in a forthcoming paper. Molecular chemistry is envisioned too, as it is physically relevant for understanding the formation of the first and smallest objects during the reionization epoch (like mini-haloes with $M < 10^7 M_{\odot}$)

⁴ <http://www.nvidia.com/object/nvlink.html>

and also numerically interesting as such calculations can be easily accelerated. Full documentation of the code is also on the way for a public release of EMMA in a finite, maybe short, term.

ACKNOWLEDGEMENTS

We are grateful to B. Semelin, N. Gillet, J. Blaizot, J. Rosdahl, C. Pichon, R. Teyssier, T. Stranex and P. Shapiro for discussions over the years that provided the basis for the EMMA code. We are also grateful to the anonymous referee who helped to improve the quality of the article. This work has been supported by Agence Nationale de la Recherche grants, ANR-12-JS05-0001 (EMMA), ANR-14-CE33-0016-03 (ORAGE) and ANR-09-BLAN-0030 (LIDAU). This research used resources at the Oak Ridge Leadership Computing Facility (INCITE 2013 Award AST031, INCITE Prep project AST105), which is a Department of the Environment Office of Science User Facility supported under Contract DE-AC05-00OR22725, at the Meso-Centre de l'Université de Strasbourg and at the Centre de Calcul Recherche et Technologie-CCRT (Curie-CPU and Curie-GPU, DARI Grant 2015047393). The authors thank D. Munro for freely distributing his YORICK⁵ programming language and its yorick-gl extension.

REFERENCES

- Aubert D., Teyssier R., 2008, *MNRAS*, 387, 295
 Aubert D., Teyssier R., 2010, *ApJ*, 724, 244
 Aubert D., Amini M., David R., 2009, *Lecture Notes in Computer Science* Vol. 5544, Springer Science+Business Media, Berlin, p. 874
 Baek S., Di Matteo P., Semelin B., Combes F., Revaz Y., 2009, *A&A*, 495, 389
 Baek S., Semelin B., Di Matteo P., Revaz Y., Combes F., 2010, *A&A*, 523, A4
 Barkana R., Loeb A., 2001, *Phys. Rep.*, 349, 125
 Bertschinger E., 1985, *ApJS*, 58, 39
 Bouwens R. J. et al., 2015, *ApJ*, 803, 34
 Calverley A. P., Becker G. D., Haehnelt M. G., Bolton J. S., 2011, *MNRAS*, 412, 2543
 Chardin J., Aubert D., Ocvirk P., 2012, *A&A*, 548, A9
 Ciardi B., Stoehr F., White S. D. M., 2003, *MNRAS*, 343, 1101
 Dubinski J., 1996, *New Astron.*, 1, 133
 Dubois Y., Teyssier R., 2008, *A&A*, 477, 79
 Eisenstein D. J., Hu W., 1998, *ApJ*, 496, 605
 Eisenstein D. J., Hut P., 1998, *ApJ*, 498, 137
 Fan X. et al., 2006, *AJ*, 132, 117
 Finlator K., Davé R., Özel F., 2011, *ApJ*, 743, 169
 Gnedin N. Y., 2000, *ApJ*, 542, 535
 Gnedin N. Y., 2014, *ApJ*, 793, 29
 Gnedin N. Y., Abel T., 2001, *New Astron.*, 6, 437
 González M., Audit E., Huynh P., 2007, *A&A*, 464, 429
 Hockney R. W., Eastwood J. W., 1981, *Computer Simulation Using Particles*, McGraw-Hill, New York
 Hoeft M., Yepes G., Gottlöber S., Springel V., 2006, *MNRAS*, 371, 401
 Hui L., Gnedin N. Y., 1997, *MNRAS*, 292, 27
 Iliev I. T. et al., 2006, *MNRAS*, 371, 1057
 Iliev I. T. et al., 2009, *MNRAS*, 400, 1283
 Katz N., Weinberg D. H., Hernquist L., 1996, *ApJS*, 105, 19
 Kay S. T., Pearce F. R., Frenk C. S., Jenkins A., 2002, *MNRAS*, 330, 113
 Khokhlov A., 1998, *J. Comput. Phys.*, 143, 519
 Kravtsov A. V., Klypin A. A., Khokhlov A. M., 1997, *ApJS*, 111, 73
 Levermore C. D., 1984, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 31, 149
 Martel H., Shapiro P. R., 1998, *MNRAS*, 297, 467
 McQuinn M., Lidz A., Zahn O., Dutta S., Hernquist L., Zaldarriaga M., 2007, *MNRAS*, 377, 1043

- Mellema G., Iliev I. T., Pen U.-L., Shapiro P. R., 2006, *MNRAS*, 372, 679
 Norman M. L., Reynolds D. R., So G. C., Harkness R. P., Wise J. H., 2015, *ApJS*, 216, 16
 Ocvirk P., Aubert D., Chardin J., Knebe A., Libeskind N., Gottlöber S., Yepes G., Hoffman Y., 2013, *ApJ*, 777, 51
 Ocvirk P. et al., 2014, *ApJ*, 794, 20
 Okamoto T., Gao L., Theuns T., 2008, *MNRAS*, 390, 920
 Paardekooper J.-P., Khochfar S., Dalla Vecchia C., 2013, *MNRAS*, 429, L94
 Pawlik A. H., Schaye J., Dalla Vecchia C., 2015, *MNRAS*, 451, 1586
 Planck Collaboration XVI et al., 2014, *A&A*, 571, A16
 Pontzen A., Governato F., 2012, *MNRAS*, 421, 3464
 Pritchard J. R., Loeb A., 2012, *Rep. Progress Phys.*, 75, 086901
 Prunet S., Pichon C., Aubert D., Pogosyan D., Teyssier R., Gottlöber S., 2008, *ApJS*, 178, 179
 Rasera Y., Teyssier R., 2006, *A&A*, 445, 1
 Rosdahl J., Blaizot J., Aubert D., Stranex T., Teyssier R., 2013, *MNRAS*, 436, 2188
 Sheth R. K., Mo H. J., Tormen G., 2001, *MNRAS*, 323, 1
 Teyssier R., 2002, *A&A*, 385, 337
 Theuns T., Leonard A., Efstathiou G., Pearce F. R., Thomas P. A., 1998, *MNRAS*, 301, 478
 Toro E. F., 1997, *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics: A Practical Introduction*. Springer, Berlin, New York
 Toro E. F., Spruce M., Speares W., 1994, *Shock Waves*, 4, 25
 Trac H., Cen R., 2007, *ApJ*, 671, 1
 Trac H. Y., Gnedin N. Y., 2011, *Advanced Sci. Lett.*, 4, 228
 Warren M. S., Salmon J. K., 1993, *A Parallel Hashed Oct-Tree N-Body Algorithm*, ACM, New York
 Wise J. H., Abel T., Turk M. J., Norman M. L., Smith B. D., 2012, *MNRAS*, 427, 311
 Zahn O., Lidz A., McQuinn M., Dutta S., Hernquist L., Zaldarriaga M., Furlanetto S. R., 2007, *ApJ*, 654, 12
 Zawada K., Semelin B., Vonlanthen P., Baek S., Revaz Y., 2014, *MNRAS*, 439, 1615
 Zel'dovich Y. B., 1970, *A&A*, 5, 84

APPENDIX A: ADDITIONAL TESTS ON COSMOLOGICAL SIMULATIONS

A1 Mass function in pure DM simulations

First, we try to recover the halo mass function in pure DM cosmological simulations. Initial conditions were produced with the MPGratic package (Prunet et al. 2008) for a $100 h^{-1}$ comoving Mpc box sampled with 256^3 particles. The gravitational potential is computed on a 256^3 coarse grid ($\ell = 8$) and refinement up to $\ell = 12$ is triggered in a quasi-Lagrangian manner when a cell contains more than eight particles. The spatial resolution is equivalent to a 4096^3 grid. Cosmological parameters were taken from Planck Collaboration XVI et al. (2014) (setting $\Omega_m = \Omega_c$) and used as inputs to the Eisenstein & Hu (1998) transfer function. The haloes were detected using the HOP halo finder (Eisenstein & Hut 1998) and their mass function is compared to the formulation of Sheth, Mo & Tormen (2001). Only haloes with more than 10 particles were kept, corresponding to a minimal mass of $5.2 \times 10^{10} M_\odot$.

Fig. A1 presents the halo mass function obtained at different redshifts, directly compared to Sheth et al. (2001). A good agreement is obtained at all redshifts, with massive haloes kicking in only at later time as expected. On the low-mass end of the mass function, EMMA is complete for haloes with at least ~ 500 particles and a factor of 2 below full completeness for haloes with ~ 100 particles. These numbers are standard for such AMR codes and overall we can conclude that EMMA tracks correctly the assembly history of DM haloes.

⁵ <http://dmmunro.github.io/yorick-doc/>

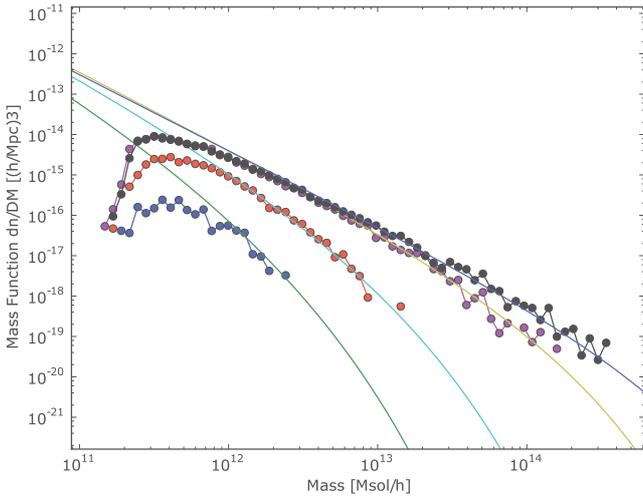


Figure A1. Halo mass function of a pure DM $100 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}/256^3$ cosmological run. Dots stand for the mass functions measured in the simulation at $z = 5.4, 3.3, 1.0$ and 0.0 (from bottom to top). Lines stand for the Sheth et al. (2001) expression for the halo mass function.

A2 Energy conservation in DM plus gas adiabatic simulations

In this section, we probe the energy conservation of an adiabatic cosmological run (DM plus gas). In super-comoving variables, the cosmic energy varies between expansion factors a_1 and a_2 according to

$$(\tilde{T} + \tilde{U} + \tilde{E})|_{a_1}^{a_2} = \int_{a_1}^{a_2} \frac{\tilde{U}}{a} da \quad (\text{A1})$$

for a $\gamma = 5/3$ gas. \tilde{T} , \tilde{U} and \tilde{E} stand for the total super-comoving kinetic energy, potential energy and internal gas energy. Three $100 \text{ Mpc h}^{-1}/128^3$ ($\ell = 7$) simulations with $\ell_{\text{max}} = 7, 8$ and 10 were run, using the same cosmological parameters and refinement strategy as in Section A1. In the same spirit as Kravtsov et al. (1997), we check equation (A1) against the change in potential energy, i.e.:

$$\text{error} = \frac{(\tilde{T} + \tilde{U} + \tilde{E})|_{a_1}^{a_2} - \int_{a_1}^{a_2} \frac{\tilde{U}}{a} da}{\tilde{U}|_{a_1}^{a_2}}. \quad (\text{A2})$$

In Fig. A2, the error is shown for three maximum levels of refinement: $\ell_{\text{max}} = 7$ (i.e., no refinement), $\ell_{\text{max}} = 8$ and $\ell_{\text{max}} = 10$. The error is found to be under control at 2, 1.2 and 0.7 per cent, respectively. Note how the three tracks diverge as refinement levels are installed (e.g., $a = 0.12$ for $\ell = 8$ and $a = 0.2$ for $\ell = 9$), providing greater resolution and smaller energy drifts. Overall, these levels of error are consistent with, e.g., Kravtsov et al. (1997) and Teysier (2002).

APPENDIX B: PRELIMINARY COMPARISON OF EMMA'S PERFORMANCE ON DIFFERENT GPU DEVICES

We briefly describe the timings obtained by EMMA on K20c devices, which are more recent than the M2090 GPUs available on Curie. K20c devices differ by the number and type of cores (2496 Kepler cores versus 512 Fermi cores for the M2090), core clock (706 MHz versus 1.3 GHz for the M2090), memory frequency (2.6 GHz versus 1.9 GHz for the M2090) and bandwidth (208 Gb s^{-1} versus 177 Gb s^{-1} for the M2090). In terms of single-precision floating-

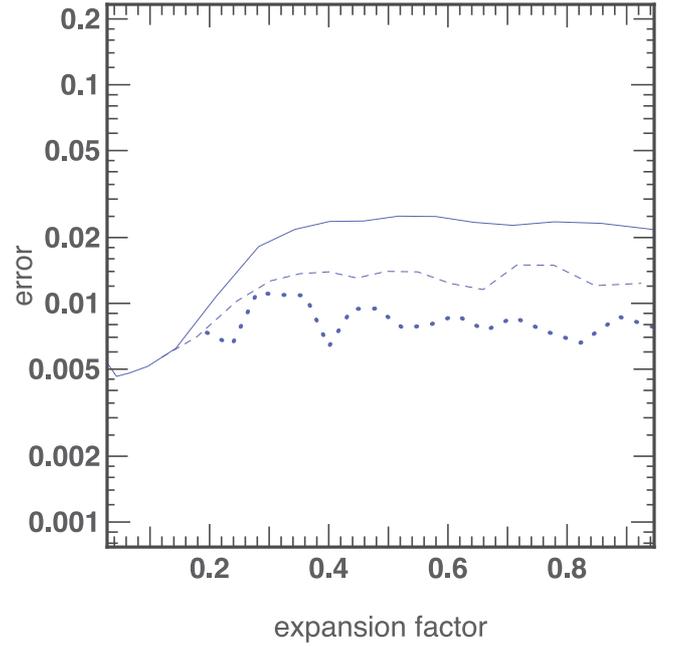


Figure A2. Error on cosmic energy variation as defined in equation (A1) for three 100 Mpc h^{-1} adiabatic DM plus gas cosmological simulations with 128^3 coarse resolutions ($\ell = 7$). From top to bottom, a simulation without AMR (solid), with $\ell_{\text{max}} = 8$ (dashed) and $\ell_{\text{max}} = 10$ (dotted).

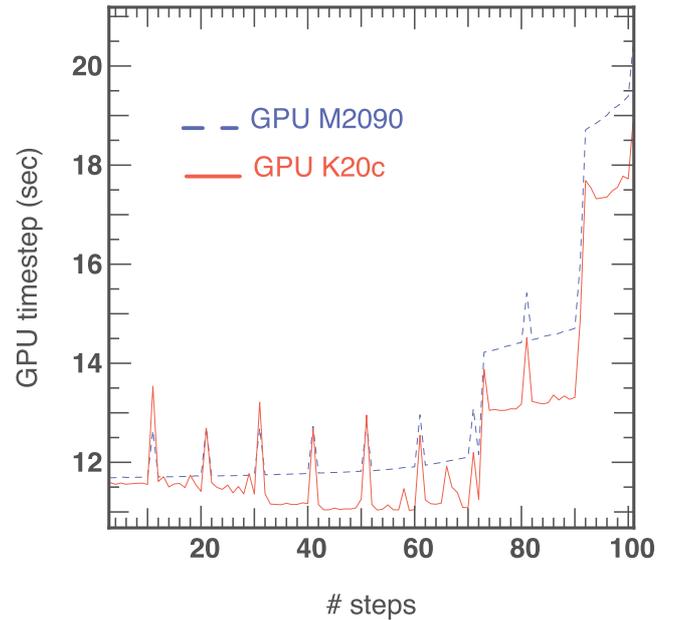


Figure B1. Comparison of the time step duration on two different kinds of GPU device. Measurements were taken on the first 100 steps of a 4 Mpc h^{-1} cosmological simulation with full physics with parameters similar to the runs described in Section 3. The blue dashed line stands for M2090 timings and the red solid line stand for timings on the more recent K20. The spikes seen in both curve are due to input/output operations.

point operations, the theoretical peak performance of K20c is a factor of 2 greater than the M2090.

We ran a 4 Mpc h^{-1} cosmological simulation on a single GPU with full physics over 100 time steps, with the same settings as that chosen in Sections 3 and 4. Fig. B1 compares the duration of the time steps obtained from two simulations made on these two

kinds of device. In both cases, the timings show the same global evolution with spikes due to outputs of data and large jumps due to AMR refinement. K20 performs marginally better than M2090, at the 10 per cent level, despite its greater computing power. This is expected since EMMA's calculations on a GPU are already dominated on M2090 devices by gather/scatter and transfer operations from

the host to the device. Future devices with greater bandwidth could improve the situation, but in its current state, EMMA does not really benefit from the greater computing power of more recent hardware.

This paper has been typeset from a \TeX/L\AA\TeX file prepared by the author.

b

PUBLICATION SOUMISE À RÉFÉREE N°1

Radiation and supernovae feedback during the epoch of reionization with EMMA

Nicolas Deparis^{1*}, Dominique Aubert¹, Pierre Ocvirk¹ and Nicolas Gillet²

¹ *Observatoire Astronomique de Strasbourg, CNRS UMR 7550, Université de Strasbourg, Strasbourg, France*

² *Scuola Normale Superiore, Piazza dei Cavalieri 7, I-56126 Pisa, PI, Italy*

Accepted XXX. Received YYY; in original form ZZZ

ABSTRACT

We aim at investigating the role of stellar feedback in large scale cosmological simulations of reionization, in the regime of kpc resolution. The link between star formation, ionizing sources and supernovae feedback at high redshift is examined using EMMA, a radiative-hydrodynamics (RHD) code with adaptive mesh refinement (AMR). We present a new supernovae feedback model based on kinetic energy injection and compare this model to simple thermal injection scheme. We show that this model is able to regulate star formation on a wide range of halo masses. We compute the average velocity of galactic winds around halos and we show that our feedback model is able to efficiently generate galactic outflows for halos with masses between $10^8 M_\odot$ and $10^{11} M_\odot$. We then investigate the influence of the various feedbacks on the reionization process and show that an increase in the UV escape fraction can compensate for a decreasing star formation rate in our models. As a result different star formation histories can lead to similar evolutions for global reionizations.

Key words: cosmology: dark ages, reionization, first stars - methods: numerical

1 INTRODUCTION

Stellar feedback is a crucial ingredient in the process of galaxy formation. By changing the state of the inter-stellar medium (ISM), stellar feedback introduces a highly nonlinear coupling between the accretion and outflow of gas material in dark matter haloes which is regulating the star formation process in galaxies. Supernovae explode inside star-forming regions and blow away the gas that is needed for the future generation of stars. Therefore, the more efficient is the star formation process, the more efficient is the feedback and the less efficient is the subsequent star formation. These effects are especially important during the epoch of reionization when the star formation process begins. Understanding the star formation process is therefore crucial during this period in order to correctly follow the build-up of the first generation of ionizing sources.

Supernova feedback was introduced in cosmological simulations mainly for two reasons. First it has been implemented to compensate the overcooling problem, leading to galaxies with far larger baryonic masses compared to observed ones. Secondly, supernova feedback was studied to reproduce observed galactic outflows (Veilleux et al. 2005) that have been found to be difficult to obtain in simulations.

Even if supernova feedback has been extensively investigated for more than two decades (starting with Katz (1992); Navarro &

White (1993)), its numerical implications are still unclear (see e.g. Rosdahl et al. (2016)). Different kinds of subgrid modelling have been developed for the supernova feedback with different levels of complexity depending of the spatial resolution of the simulations (like e.g. thermal injection where energy is thermally dumped into the gas (Katz 1992), kinetic feedback (Navarro & White 1993; Dubois & Teyssier 2008) where momentum is explicitly transmitted or delayed cooling (Stinson et al. 2006) which differ the effects of cooling to prevent the energy to radiate away). A few projects have been undertaken to compare the feedback implementations (Kimm et al. 2015; Rosdahl et al. 2016), but there is still no consensus about the right way to deal with it in simulations.

In this work, we focus on the reionization epoch and we consider that stars in star-forming galaxies are the main emitters of ionizing photons¹. It is still unclear how UV radiation can escape the hosting dark matter haloes: the way photons propagate through the gas is highly dependent to the local density which depends on the stellar feedback. Therefore, there is a direct link between star formation, stellar feedback and ionizing sources during the reioniza-

¹ It has been shown recently that accreting black holes in Active Galactic Nuclei (AGNs) could contribute significantly to the UV photon budget (Giallongo et al. 2015; Haardt & Madau 2012; Chardin et al. 2017; D’Aloisio et al. 2016) However, star-forming galaxies are still the main candidates (Bouwens et al. 2015)

* E-mail: nicolas.deparis@astro.unistra.fr

tion process. Understanding where and how stars form is primordial to understand which radiative sources dominate the photon budget.

The main difficulty is the underlying multi-scale problem where supernova explosion occur at sub-parsec scale while creating gas outflow at scales up to several tens of kiloparsecs and Reionization occurs on tens of Mpc scales. This is especially hard to tackle in simulations of the Reionization process where we ideally want to simulate a very large volume to correctly sample the cosmic variance : [Iliev et al. \(2014\)](#) have indeed shown that a volume of 50-100 cMpc is needed to correctly follow the reionization process. Considering such volumes and the current super-computing facilities, simulations are still unable to resolve the formation and evolution of individual stars while being able to model the large-scale reionization. Recent state-of-the art examples include the CODA ([Ocvirk et al. 2015](#)), the CROC ([Gnedin 2014](#)) or the upcoming CODA-AMR ([Aubert et al., in prep](#)) simulations. All these projects aim at making predictions on populations of galaxies at $z > 6$ during the Reionization epoch and all this projects were massive high-performance computing challenges, with number of resolution elements in the $10^{10} - 10^{11}$ range. Such simulations are necessary to solve the tension that necessarily arises between the opposite requirements of a large simulated volume and a decent spatial resolution. All the aforementioned work used similar 64Mpc/h volumes with spatial resolutions in the 0.1 – 1 kpc range: such spatial sampling is insufficient to model directly the in-situ impact of supernova feedback on galactic gas and rely on subgrid modeling. Likewise, it is evident that such simulations are unable to track the detailed structure of galaxies at these epoch.

On the other hand, the inclusion of such feedback is necessary as it impacts the gas properties (density, metallicity, kinematics) and stellar formation processes on spatial scales that are being resolved by these simulations. In addition, it has been found that population properties, such as the luminosity functions can be properly reproduced ([Ocvirk et al. 2015](#); [Gnedin 2014](#)). Such studies cannot compete in terms of resolution with well-resolved studies of isolated objects (such as e.g. [Wise & Cen \(2009\)](#); [Trebitsch et al. \(2015\)](#); [Rosdahl et al. \(2016\)](#); [Kimm et al. \(2017\)](#)) but their goal is not to model the small scale physics at play but rather to be able to reproduce population and large-scale reionization properties. For the latter, the representativity of environments or the diversity of histories are expected to play a significant part (see e.g. [Li et al. \(2014\)](#)) : these aspects require large volumes and can't be described in zoomed simulations of isolated galaxies.

As a consequence, it is important to understand how the different types of feedback interact in such kind of large-scale and moderately resolved simulations. It's notably important considering objects close to the resolution limit ($10^8 - 10^9 M_{\odot}$ in our case) : such halos are numerous, possibly affected by photo-suppression ([Ocvirk et al. 2015](#)) and susceptible to outflows and large radiative escape fractions. Overall, their contribution to state-of-the art Reionization simulations must be understood and in particular the coupling between the different types of feedback. This work is presented in this perspective: using resolutions similar to the aforementioned large scale simulations, we aim at understanding how the global reionization properties and the galaxy populations produced by such models are shaped by the different feedbacks (radiative and supernova).

We introduce our models of star formation and feedback in Sec. 2. We then briefly describe the impact of the different feedback models on a single object in Sec. 3 and proceed to investigate how global star formation and reionization histories are influenced by the same models in Sec. 4. In Sec 5. we detail how the statistical

properties of halos are modified by the feedback with an emphasis on the hydrodynamical and radiative outflows at the virial radius. Conclusions and perspective are discussed in Sec. 6.

2 METHODOLOGY

In this section we describe our modeling of cosmic reionization with the EMMA code. We will take particular care to explain our supernova feedback implementation as well as our star formation prescription. We will finally give our initial set-up and the description of the different simulations studied in this paper.

2.1 Code description

We perform cosmological radiative hydrodynamic simulation with the EMMA ([Aubert et al. 2015](#)) code, an Adaptive Mesh Refinement (AMR) based code, designed to study the Epoch of Reionization (EoR). The code follows the evolution of three distinct physics: the collisionless Dark Matter (DM) dynamics, the gas dynamics, and the radiative transfer of ionizing photons with all the different modules self-consistently coupled to each other.

EMMA uses a fully threaded tree AMR description ([Khokhlov 1998](#)). The collisionless dynamics – dark matter and stars – use a particle based representation ([Hockney & Eastwood 1981](#)). The gravitational density field is determined from the particle using a Cloud In Cell (CIC) projection. The Poisson equation is solved using a multigrid relaxation method on the base level, and a Gauss-Seidel relaxation on the sub levels. The hydrodynamics solver is based on a piecewise linear method a la MUSCL-Hancock driven by HLLC Riemann solvers ([Toro 1997](#)). Finally, the radiation propagation is solved using a moment-based description, with the M1 closure approximation ([Aubert & Teyssier 2008](#); [Aubert & Teyssier 2010](#)).

2.2 Star formation

In the two following subsections, we introduce our star formation and feedback models, as well as their free parameters. We are only focusing here on the general model implementation and all details about free parameters values used in this study can be found in Sec. 2.4.

To flag star forming regions, we use a simple over-density criterion δ . For every cells above this threshold, we compute the Star Formation Rate (SFR) :

$$\dot{\rho} = \epsilon_{SF} \frac{\rho_g}{t_{ff}}, \quad (1)$$

with ϵ_{SF} an efficiency parameter, ρ_g the local gas density and t_{ff} a local free fall time expressed as :

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_g}}, \quad (2)$$

This leads to the Schmidt law $\dot{\rho} \propto \rho_g^{1.5}$, close the deprojected observed Kennicutt relation ([Kennicutt 1998](#)).

Based on this SFR, we express the total mass to convert from gas to stars depending on the volume of the current cell dv and the current timestep dt :

$$M_{\star} = \dot{\rho} \cdot dv \cdot dt. \quad (3)$$

We then follow [Rasera & Teyssier \(2006\)](#), and define a stellar

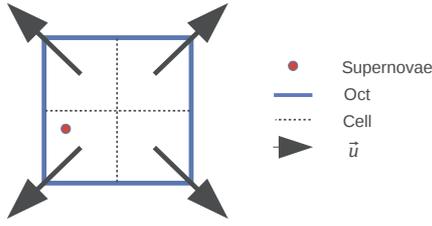


Figure 1. Kinetic energy injection scheme. No matter where the particle is in the oct, the explosion occurs radially from the center of the oct.

quantum mass of m_\star . Using $n_\star = \frac{M_\star}{m_\star}$, we compute an average number n_\star of stellar particles to create. We finally draw the final number of particles N_\star to inject in a Poisson law of parameter n_\star .

The star particles that are created are placed randomly in the cell volume with a velocity corresponding to the local gas velocity plus a component with a random direction and a random amplitude bound by the local sound speed.

2.3 Supernovae feedback

In this section, we discuss how we implement two different feedback methods. For both methods we dispose of a given amount of energy E_{SN} to inject in the hydrodynamical solver changing either internal or kinetic energy of the gas around the explosion.

2.3.1 Thermal feedback implementation

The thermal feedback model is the simplest way to inject energy and is used here mostly for comparisons. Such an implementation consists in the energy injection by modifying the local pressure:

$$\Delta P = \frac{E_{SN}}{dV} (\gamma - 1), \quad (4)$$

where dV is the cell volume and the adiabatic index $\gamma = 5./3$.

Once the energy injection has been done, a fraction f_r of the stellar particle mass is returned and put back into the cell.

2.3.2 Kinetic feedback implementation

Historically, kinetic feedback was developed after it has been shown that thermal feedback suffers from high radiative losses and is inefficient to generate galactic outflows (Navarro & White 1993). Kinetic feedback consists into modifying the velocity of the gas in cells around the explosion instead of its internal energy. Its main advantage is that it warrants a greater conversion of heat into motion at our resolutions of interests.

But its main inconvenient is that it leads to a loss of resolution. Indeed, when a thermal scheme can heat a unique cell, the kinetic one needs to change the properties of the gas in a larger number of cells to result in a spherical explosion. Moreover, the larger the number of cells is, the more spherical the blast wave will be. On an AMR grid, finding neighbors has a cost and the counter part of a rounder explosion is that the numerical cost of finding the considered cells will quickly rise. Furthermore, due to the parallel nature of computations in EMMA, if an explosion occurs at an edge of a processor domain, distributing the explosion along the cells will result in costly communications. In our case, we limit the number of cells in which the explosion occurs to 8 and thanks to the AMR

Name	ϵ_{SF}	f_{esc}	Supernovae	ϵ_{SN}
noFEED	0.5%	0	-	0
noSN/ $\epsilon_{SN} = 0$	0.5%	0.4	-	0
$\epsilon_{SN} = 0.1$	0.5%	0.4	Kinetic	0.1
$\epsilon_{SN} = 0.5$	0.5%	0.4	Kinetic	0.5
$\epsilon_{SN} = 1$	0.5%	0.4	Kinetic	1
Thermal	0.5%	0.4	Thermal	1
Kinetic/SF05	0.5%	0.4	Kinetic	1
SF2	2%	0.4	Kinetic	1
SF10	10%	0.4	Kinetic	1

Table 1. Simulations features investigated in this study. The parameters are: the identification run name, the star formation efficiency ϵ_{SF} , photon escape fraction f_{esc} , type of supernovae feedback method and the efficiency of supernovae feedback ϵ_{SN} . All these runs share the same initial conditions described in Sec. 2.4.

oct-tree structure of EMMA, these eight cells share the same parent oct. This almost reduces to zero the cost of the neighbor search, and totally avoids communication between processors. Moreover, this also allows us to be sure that cells where the feedback is computed are all at the same level of resolution, which guarantees a certain homogeneity in the explosion. A schematic view of our injection scheme is given in Fig. 1.

We divide the total available energy, uniformly into these eight cells, so each cell receives,

$$e_{SN} = E_{SN}/8. \quad (5)$$

Finally, e_{SN} is used to change the gas velocity of each cell,

$$\Delta \vec{v}_{gas} = \sqrt{\frac{2e_{SN}}{\rho_g \cdot dV}} \vec{u}, \quad (6)$$

where \vec{u} is the unit vector pointing radially from the center of the oct. The mass is returned in the same way as for the thermal feedback except that each cell now receives 1/8 of the total available mass.

2.4 Simulations parameters

Our stellar feedback model is intended to be used in large scale reionization simulation like CODA (Ocvirk et al. 2015). Such simulations are unique (e.g. $64 \cdot h^{-1}$ comoving megaparsecs (cMpc) cube, 4096^3 resolution elements for CODA) and cannot be used to test the stellar feedback parameters: for this purpose, we produce smaller boxes with equivalent resolutions. The goal of the set of simulations is to test our model and improve our understanding of the effects of stellar feedback parameters in large-scale cosmological simulations of the Reionization.

In the following, we consider a $(8 \cdot h^{-1} \text{ cMpc})^3$ boxes ($\approx 12 \text{ cMpc}$)³, resolved with 256^3 dark matter particles. This leads to a DM mass resolution of $3.4 \cdot 10^6 M_\odot$, and a spatial resolution of 46ckpc on the coarse grid. The mass resolution is then one level below the resolution of the CODA simulation, but the spatial resolution is improved by the AMR of EMMA. Initial Condition (IC) were generated with MUSIC (Hahn & Abel 2011) with a Planck Cosmology (Planck Collaboration et al. (2015)) : $\Omega_m = 0.3175$, $\Omega_b = 0.0490$, $H_0 = 67.11$, $\sigma_8 = 0.830$. The simulations start at redshift $z = 150$ and share the same set of displacement phases. The grid is refined according to a semi-Lagrangian scheme, i.e. the cell

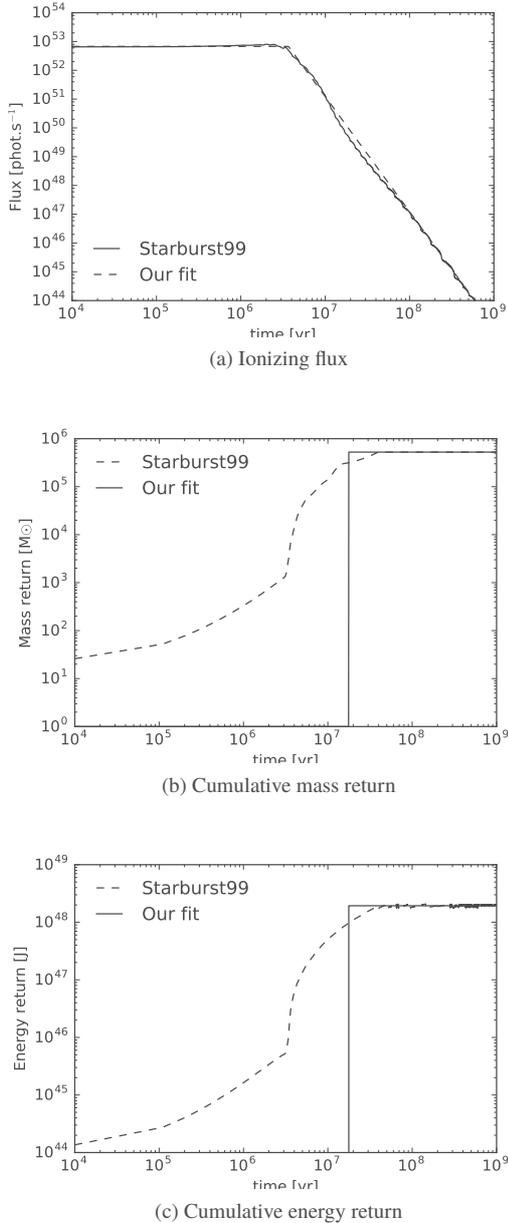


Figure 2. Our stellar model is calibrated with the Starburst99 model. The Starburst99 run considers a $10^6 M_{\odot}$ population with a Top Heavy IMF and a metallicity of $Z=0.001$. Our ionizing emissivity model (Fig. 2a) presents two phases, a constant emissivity one, and a decreasing one. The transition between these two phases define the radiative lifetime t_{life} . Mass (Fig. 2b) and energy (Fig. 2c) return from winds and supernovae are released instantaneously at the same time t_{SN} .

is flagged for refinement if its dark matter or baryon mass exceed 8 times the equivalent mass of a coarse cell filled with the average dark matter or baryon density. The refinement is not allowed if the spatial resolution of the newly formed cells is under 500pc. In the goal to reduce the computational cost, we use a reduced speed of light of 10% of the real one, coupled with the Coarse Radiative Transport Approximation (CRTA) scheme implemented in the EMMA code (see Aubert et al. (2015)). This reduced speed of light decreases the cost of computation time by reducing the number of radiative time steps while still capturing properly the propagation of ionization fronts.

This value has been shown to provide results similar to the one obtained with the actual speed of light (e.g. Gnedin (2016) and also Deparis et al., in prep). The CRTA scheme propagates radiation at the coarse cell resolution (i.e. 46 comoving kpc in the current case) but photo-chemistry is performed at the finest resolution available (i.e. 500 pc in the current case). No additional UV background has been used.

We use a star formation over-density threshold of $\delta = 50$ and star formation efficiency parameter $\epsilon_{SF} = 0.5\%$. Our model for the ionizing emissivity of the star particles is calibrated using Starburst99 (Leitherer et al. 1999). Because our resolution does not allow to track real individual star particles, we consider that each star particle represents a stellar population of $7.2 \cdot 10^4 M_{\odot}$ with a Top-Heavy Initial Mass Function (IMF) (exponent 1.3 for $0.1 < m/M_{\odot} \leq 0.5$, 2.3 for $0.5 < m/M_{\odot} \leq 1$ and 1.6 for $1 < m/M_{\odot} \leq 100$) integrated from $0.1 M_{\odot}$ to $100 M_{\odot}$ and with a constant metallicity of $Z = 0.001 = 0.05 Z_{\odot}$.

Since we are only considering hydrogen reionization, the Starburst99 spectrum is integrated on the energy range from 13.6eV to infinity. The ionizing emissivity presents two regimes (See Fig. 2a) with a constant phase followed by a fast emissivity drop. During the constant emissivity phase, sources emit $S_0 = 1.55 \cdot 10^{17}$ phot.sec⁻¹.kg⁻¹. We consider the radiative lifetime t_{life} of sources to be at the transition of these two regimes: $t_{\text{life}} = 3.67 \times 10^6$ Myr. After t_{life} , the sources still radiate with a number of photons that is a decreasing power law as a function of time ($S_{(t>t_{\text{life}})} \propto t^{-4}$). The calculations are done using a single photon group with a mean energy of $\langle h\nu \rangle = 23.42$ eV, an energy weighted cross section of $\sigma_e = 2.35 \cdot 10^{-22}$ m² and a number weighted cross section of $\sigma_i = 1.82 \cdot 10^{-22}$ m².

Supernova feedback model are also calibrated using Starburst99 as it gives us access to the temporal evolution of the amount of mass (Fig. 2b) and energy (Fig. 2c) returned in the medium by the considered stellar population. We choose to inject the totality of the available energy instantaneously after a time t_{SN} which is defined as the time where 50% of all the energy from Starburst99 should be released. We use the total amount of energy released by winds and supernovae during the whole lifetime of the population. The quantity of energy injected in our model is regulated by an efficiency parameter ϵ_{SN} . We return a mass fraction f_r of the total particle mass when a supernova explodes. All the mass is released instantaneously at the same instant as the energy. In practice, our model parameters are: an injection time of $t_{\text{SN}} = 17.7$ Myr, a total available energy of $E_{SN} = 2.47 \cdot 10^{42}$ J.M_⊙⁻¹ and a mass return fraction of $f_r = 52.6\%$.

Tab. 1 presents a summary of the different runs performed in this study. It should be noted that we did not attempt to calibrate the simulations to satisfy observational constraints (here the star formation rate and ionization fraction history). The latter are given to indicate that the runs deliver reasonable results but given the small simulated volumes or the limited range of halo masses (the most massive halo has $M \approx 10^{11} M_{\odot}$), our simulations may lack the statistical representativity of objects, scales or environments. Enforcing an exact reproduction of observational constraints would be of limited scope and we focus rather on differential comparisons between runs using different physics.

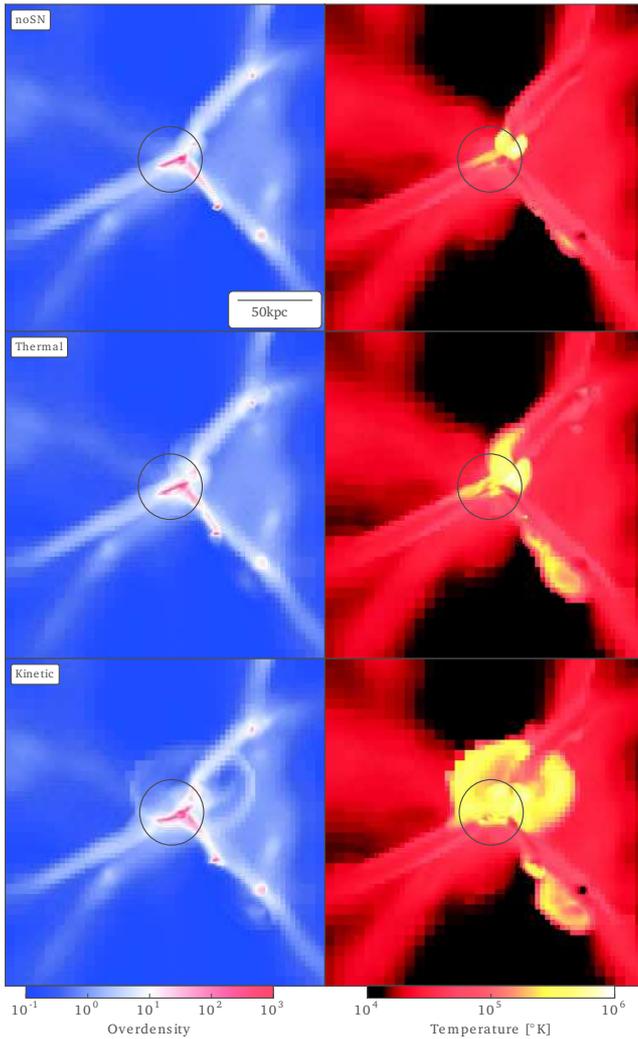


Figure 3. Most massive halo of the simulation ($M \approx 10^{11} M_{\odot}$) at redshift $z = 6$. Average over a 7kpc thick slice of overdensity (left) and temperature (right), without feedback (top), with thermal feedback (middle) and with kinetic feedback (bottom). The black circle represent the $R_{200} = 21\text{kpc}$. With the same quantity of energy injected, kinetic feedback can generate much bigger hot bubble ($T > 10^5 \text{K}$) around halo than thermal one.

3 TEMPERATURE AND DENSITY FIELDS AROUND THE MOST MASSIVE HALO

Our first diagnostic is purely qualitative and consists in looking at the density and temperature fields around a specific halo. We choose the most massive halo in the *noSN* simulation, which has a mass of $M = 1.10 \cdot 10^{11} M_{\odot}$, corresponding to a R_{200} radius of 21kpc at redshift $z = 6$. Fig. 3 represents a $214 \times 214 \times 6.5$ kpc slice at redshift $z = 6$, centered on this halo, for simulation without supernovae feedback (first row), with direct thermal injection (middle row) and with our kinetic model (bottom row).

The density map of the *thermal* run is a bit more fluffy around the main over-densities (in red) than the one of the *noSN* run. A thin concentric over-dense region (in white) appears around some halos, for example in the top right filament or around the further over-density in the bottom right filament. These shells are due to the shock of the outflowing gas on the IGM. The main halo is able to generate a bigger hot bubble (yellow region in temperature maps) in the *thermal* run than in the *noSN* run. Differences are also clear

on the bottom right filament where a hot bubble was almost absent in the run without feedback.

If we now look at the *kinetic* run, we clearly see a more important impact on both fields than with the thermal injection method. Outflows are significantly stronger and shock shells appear around the main halo with a radius of several R_{200} and a density of about ten times the average density (in white). Furthermore, the hot region is also wider and corresponds to the inner shock radius defined by the shells in the density map.

The hot region ($T > 10^5 \text{K}$) in a $5 \times R_{200}$ box around the halo represents a volume fraction of $f_V = 0.3\%$ and a total mass of $M_{hot} = 1.9 \cdot 10^9 M_{\odot}$ for the *noSN* run, compared to $f_V = 1.0\%$ and $M_{hot} = 4.2 \cdot 10^9 M_{\odot}$ for the thermal run and $f_V = 2.7\%$ and $M_{hot} = 7.3 \cdot 10^9 M_{\odot}$ for the kinetic run. Around this specific halo, the kinetic feedback can heat 2.7 times more volume and 1.7 time more mass of gas. Despite our limited resolution and our reliance on subgrid models to introduce stellar feedback, it is clear that it has an impact on scales that are in turn resolved in our simulations: its impact on predictions of the large-scale Reionization should therefore be investigated further.

4 STAR FORMATION AND IONIZATION HISTORIES

We investigate the cosmic star formation rate and ionization fraction history. We expect a direct link between ionization history and the SFH as ionizing photons are mainly emitted by newly formed stars (see our ionizing emissivity model on Fig. 2a) but we will see that this link is not as direct as expected at the resolution of interests.

In this section we look at how a change in the energy injection model, in the star formation efficiency or in the amount of energy injected influence these two observables.

4.1 Influence of radiative and supernovae feedback

We want to explore the influence of the energy injection method on the regulation of star formation, so we compare three simulations, one without feedback, one with thermal feedback, and one with kinetic feedback. These three simulations are run with radiative transfer and with the same initial setup. In addition to these three simulations, we use a reference simulation without radiative sources to measure the influence of radiative transfer feedback.

We observe on Fig 4a that the injection method significantly changes the cosmic SFH. The *Thermal* run (in red) produces a SFR slightly lower than the *noSN* run (in black), and as expected is not as efficient as the kinetic model to regulate star formation. With the same amount of injected energy by unit mass of formed stars, at redshift $z = 6$ the SFR of the *Kinetic* run (in green) is lowered by a factor ≈ 3 , compared to the *noSN* run (in black). Star formation processes are dependent of the gas density, which is itself strongly dependent on the resolution. The bump in the SFH at redshift $z \approx 10$ is due to the creation of the last refinement level $L_{max} = 11$ at redshift $z = 10.6$.

For each methods, the feedback decreases the SFR, so the total number of emitted photons is not the same between simulations. But we observe on Fig. 4b that the end of the Reionization occurs almost at the same redshift in these 3 simulations. The small delay between their reionization redshift is in accordance with their SFH, ie a lower SFH leads to a later reionization. But this delay is smaller than what we could expect just from the lowering of the photon budget. Indeed, at redshift $z = 8$, the kinetic feedback decreases the SFR by a factor ≈ 3 and thus the number of emitted photon

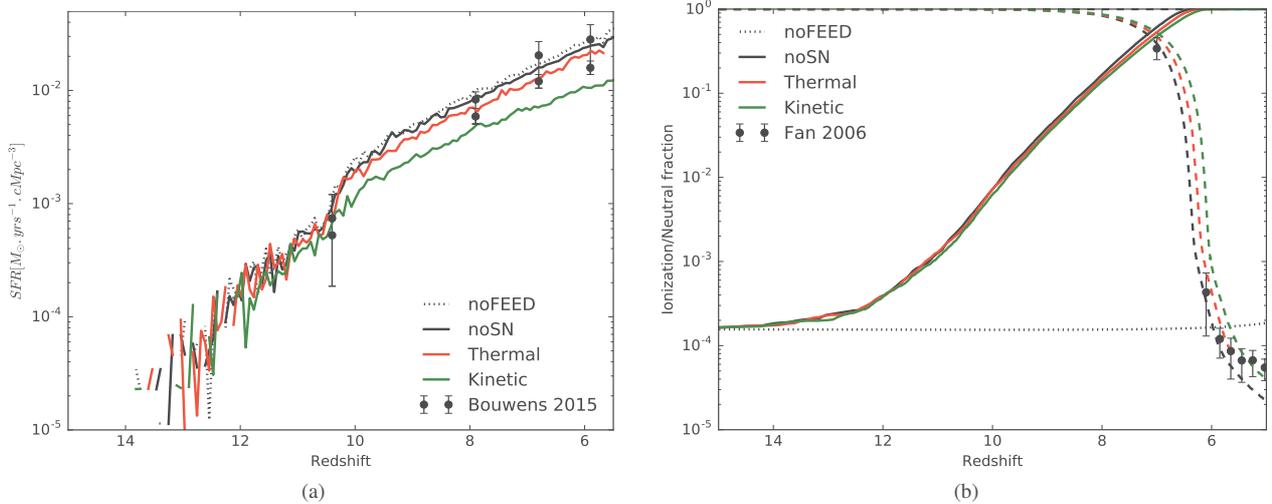


Figure 4. (a) Cosmic star formation histories and (b) volume weighted ionization (solid lines) and neutral (dashed lines) fraction function of redshift for different feedback method. The introduction of radiation get a small impact on the cosmic SFH. The kinetic method get a significantly stronger effect on the SFH than the thermal model. Reionization occurs almost at the same redshift independently of feedback scheme.

is also lowered by approximately the same factor : meanwhile, the ionization rate (given by the slope of the ionization history curve) is surprisingly unaffected. This point is investigated further in section 5.4.

If we only focus on radiative feedback effects, by comparing the differences between the *noFEED* run and the *noSN* run, we can quantify the influence of radiation on the SFH. On Fig. 4a we observe that the *noFEED* run (in black dot) yields almost the same SFH than the *noSN* run (in black). Obviously, the *noFEED* run (black dotted curve on Fig. 4b) does not reionize and stays with an ionization fraction only governed by collisional ionizations. The fact that radiative feedback does not regulate cosmic star formation history implies that it does not influence halos responsible of the global SFH. We will see in section 5 that radiation has an impact on low mass haloes, which are responsible only for a small part of the global SFH.

4.2 Influence of the supernovae feedback efficiency parameter

The supernovae feedback efficiency parameter ϵ_{SN} regroups all the subgrid physics that we do not resolve, like radiative energy losses on small scales, reducing the overall energy budget available to the feedback. In practice, it can also act as a free parameter to mimic the impact of IMF, by changing the fraction of stellar mass available to explosions. Here we only explore efficiencies lower than unity, but one could imagine higher ones to mimic unresolved effect that prevent the gravitational collapse, such as turbulence.

We run four simulations with different feedback efficiencies ($\epsilon_{SN} = 0$; $\epsilon_{SN} = 10\%$; $\epsilon_{SN} = 50\%$ and $\epsilon_{SN} = 100\%$), and look at how cosmic star formation and ionization histories are impacted by a change in the amount of energy injected. Resulting star formation and ionization histories are presented on Fig. 5. As expected, the more energy we inject, the more we reduce the global SFR (Fig. 5a). Furthermore, we observe the same behavior as the previous section: the regulation of star formation by supernovae feedback does not significantly change the reionization history (Fig. 5b).

We note that the run with the $\epsilon_{SN} = 0.1$ efficiency shows a

comparable SFH to the one of the *Thermal* run with 100% efficiency (red curves in both Fig. 4a and Fig. 5a): at our resolution and in this context, the thermal feedback scheme presents a 90% of losses compared to the kinetic scheme.

4.3 Influence of the star formation efficiency parameter

We now explore the link between the star formation efficiency parameter ϵ_{SF} and the supernovae feedback. Indeed, increasing star formation efficiency leads to transforming more gas into stars, and thus increasing the amount of feedback, but increasing the feedback results in decreasing the star formation rate. It is not clear how the simulation will respond to a change in the star formation efficiency with a given supernovae feedback.

We use the kinetic feedback scheme with an efficiency of $\epsilon_{SN} = 100\%$ and run three simulations with star formation efficiency of $\epsilon_{SF} = 0.5\%$, $\epsilon_{SF} = 2\%$ and $\epsilon_{SF} = 10\%$.

Fig. 6a presents the obtained star formation histories: increasing star formation efficiency leads to first stars at higher redshift and in greater quantity. Later on, the feedback becomes sufficiently strong to change the shape of the SFH.

At high redshift, the SFH seems to be simply regulated by the ϵ_{SF} parameters: the larger ϵ_{SF} is, the more stars are being formed. At later times, the amount of injected energy with high star formation efficiency ($\epsilon_{SF} = 10\%$, in blue) becomes sufficient to generate a decreasing star formation history. As increasing feedback does not just shift the whole SFH at lower values but significantly change its shape, we conclude that we cannot fit any arbitrary large SFH, even by increasing the star formation efficiency. It should be noted that the actual efficiency turning-point value is likely to depend on the simulations properties such as the box size and the abundance of massive objects but similar effects were already observed in (Gillet et al., in prep with RAMSES-CUDATON) at similar resolutions.

If we now pay attention to the ionization histories (Fig. 6b), we observe a significant change in the reionization redshift. As expected, the more efficient the star formation is, the sooner the end of reionization happens. As stars appear sooner in the volume with higher star formation efficiency, the medium starts to reionize

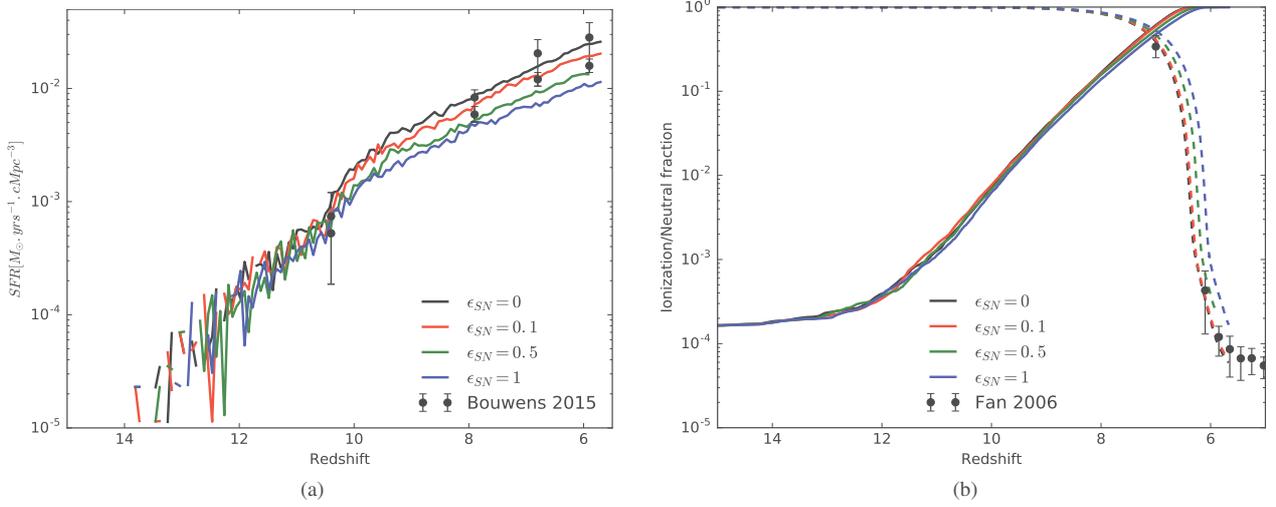


Figure 5. (a) Cosmic SFH and (b) volume weighted ionization (solid line) and neutral (dashed line) fraction function of feedback efficiency parameter ϵ_{SN} for the kinetic feedback model. The regulation of star formation is directly linked with the quantity of energy injected in the medium. The ionization history is not impacted by the change in the SFH due to supernovae feedback.

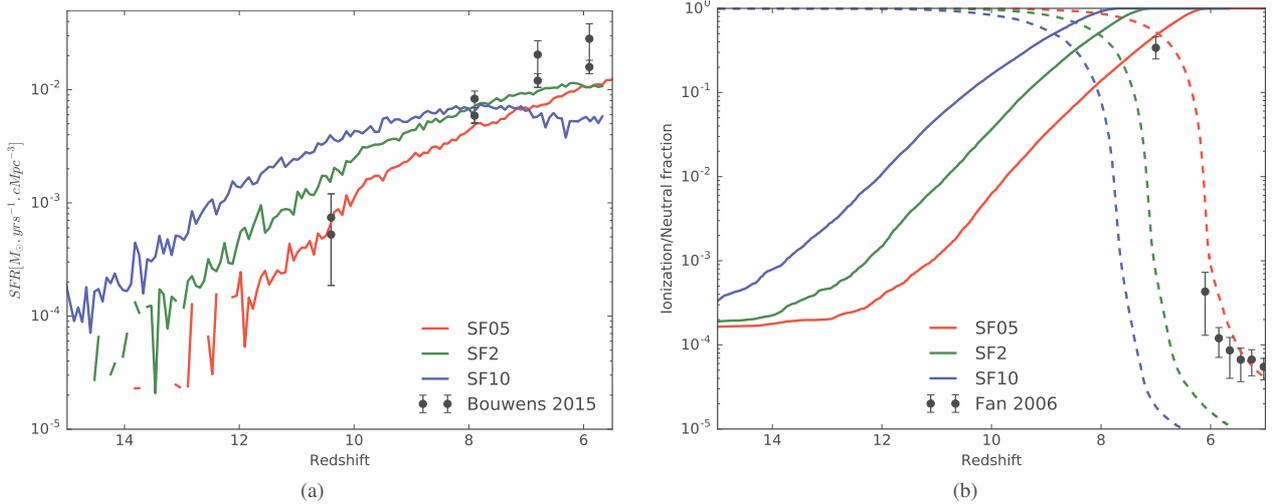


Figure 6. (a) Star formation and (b) volume weighted ionization histories for different star formation efficiencies ϵ_{SF} with high efficiency ($\epsilon_{SN} = 1$) kinetic feedback. Due to feedback, increasing star formation efficiency can lead to lower the SFR.

at higher redshift. But as the feedback needs time to be efficient at regulating the SFR, it also needs time to regulate the ionization rate.

There is a small change in the slope of the *SF10* ionization curve (in blue on Fig. 6b) after redshift $z \approx 11$, due to the decrease of the SFR. But the effect of feedback does not seem to be sufficient to stop the reionizing processes, at least in the range of parameters we explore. However, it may be possible that the SFR cutout will be sufficient to prevent the box from reionizing if we push the efficiency further.

5 HALO-CENTRIC STUDIES

5.1 Halos mass function

We now focus on the properties of the halo population. Halos are detected using the Friends-Of-Friends algorithm of PFOF (Roy et al.

2014) providing ~ 18000 objects with a least 10 particles and ~ 200 with at least 1000 particles ($M \sim 3 \times 10^9 M_\odot$).

Stars are associated to a halo if they are within its R_{200} . The R_{200} defined as the radius where the average density of the halo correspond to 200 times the average dark matter density:

$$R_{200} = \left(\frac{3 \cdot M_{fof}}{4\pi \cdot 200\bar{\rho}} \right)^{1/3}, \quad (7)$$

with $\bar{\rho} = (\Omega_m - \Omega_b) \frac{3H_0^2}{8\pi G}$ the average dark matter density in the universe and M_{fof} the halo mass given by PFOF. The $z=6$ halos mass functions (HMF) are presented on Fig. 7. We observe no measurable impact on the HMF function of the feedback type. The mass function is typical of AMR code: it is complete for masses $> 10^9 M_\odot$ corresponding to ~ 300 particles and presents a factor 2 deficit for $M \sim 3 \times 10^8$ (100 particles). At the high mass end,

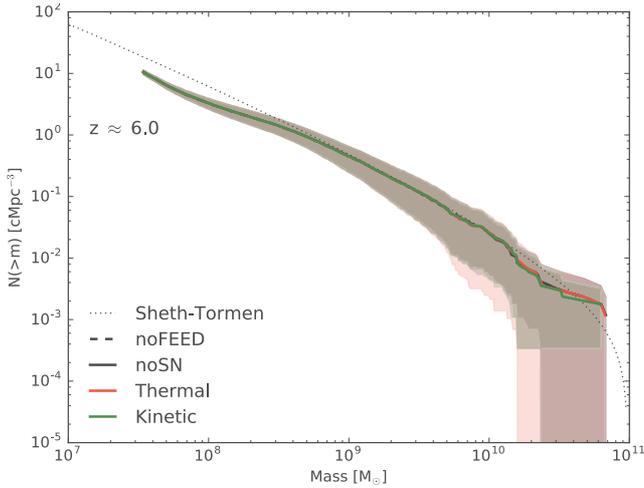


Figure 7. Cumulative halo mass function (HMF) for different feedback types and 100% efficiency at redshift $z=6$.

some deficit in the number of massive halo can be seen from masses $> 1.5 \times 10^{10} M_{\odot}$, due to the limited box size.

5.2 Star formation

The balance between star formation and feedback, functions of halo mass, is not trivial. Indeed, low masses halos ($M < 10^9 M_{\odot}$) do not form much stars and thus are not exposed to a large amount of feedback. However if a stellar population forms in these light halos, supernovae events can expel a significant part of the gas. On the other side, high mass halos ($M > 10^{10} M_{\odot}$) host large star formation events and are exposed to strong feedback processes, but their gravitational potential is much more able to keep their baryons trapped. Moreover low-mass halos ($M < 10^9 M_{\odot}$) are predominant in number but they exhibit a lower SFR, so they do not host large quantity of UV emitting stars. Conversely, high-mass halos do emit a strong UV field but are far less numerous. What are the respective contributions of each classes of masses on the photon budget and how is this budget influenced by feedback?

We compute instantaneous star formation rate for each halo by measuring the total stellar mass created within its R_{200} during the last 10Myr :

$$SFR_{10}^{halo} = \frac{\sum M_{\star}(r < R_{200}^{halo}; t < 10\text{Myr})}{10\text{Myr}}. \quad (8)$$

The correlation between the halo mass and its instantaneous SFR is presented on Fig. 8a. In all cases, the introduction of feedback leads to decreasing the SFR and changes the slope of this correlation. Radiative (in plain black) and thermal feedback (in red) tend to be more efficient at lowering the SFR for low masses halos ($M < 10^9 M_{\odot}$) while kinetic feedback (in green) tends to act on heavy halos ($M > 10^{10} M_{\odot}$).

If we now look at SFR_{bin} , the total contribution of a class of halos masses to the cosmic SFR:

$$SFR_{bin} = \sum_{halo} SFR_{10}^{halo} (M_{bin} \leq M^{halo} < M_{bin} + dM), \quad (9)$$

presented on Fig. 8b, we see that smallest halos ($M < 3 \times 10^9 M_{\odot}$) do not dominate the global SFR at this time, even if they are the most numerous. Meanwhile, halos with masses $> 10^{10} M_{\odot}$ are the

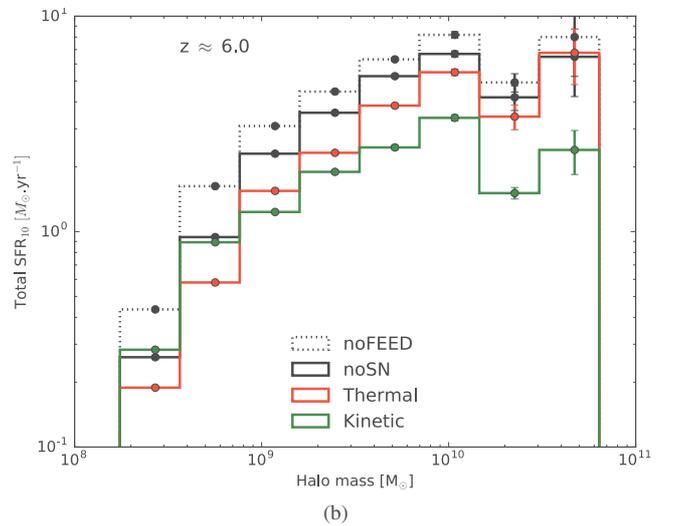
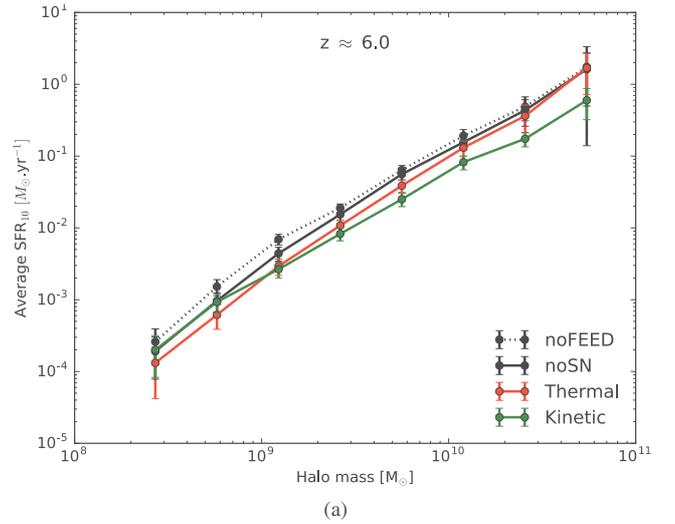


Figure 8. Star formation rate averaged (a) and binned (b) by bins of halo mass at redshift $z=6$ for different feedback methods.

main contributors of the cosmic SFR at $z = 6$. To alter the cosmic SFH, a feedback scheme has to change SFR in the predominant class of halos masses. We see from Fig 8a that kinetic injection is the most efficient to regulate star formation in this range of masses ($M > 10^{10} M_{\odot}$), and thus the most efficient to regulate the global SFR. As a corollary, it shows that halos under $3 \times 10^9 M_{\odot}$ are not the main contributors of the UV photon production (which is dominated by newly formed stars). This production is dominated by more massive objects which are the most sensitive to the feedback : as seen previously, this sensitivity however do not translate into a significant modification of the reionization history.

5.3 Average R_{200} flow speed

In this section, we investigate the evolution of the average radial velocity of the gas around halos depending on the feedback scheme. To compute these velocities, we draw a virtual sphere around each halo with a given radius and centered on the center of mass of the halo. The resulting velocities are a function of the distance from the halo. Here we arbitrary take R_{200} as our reference radius.

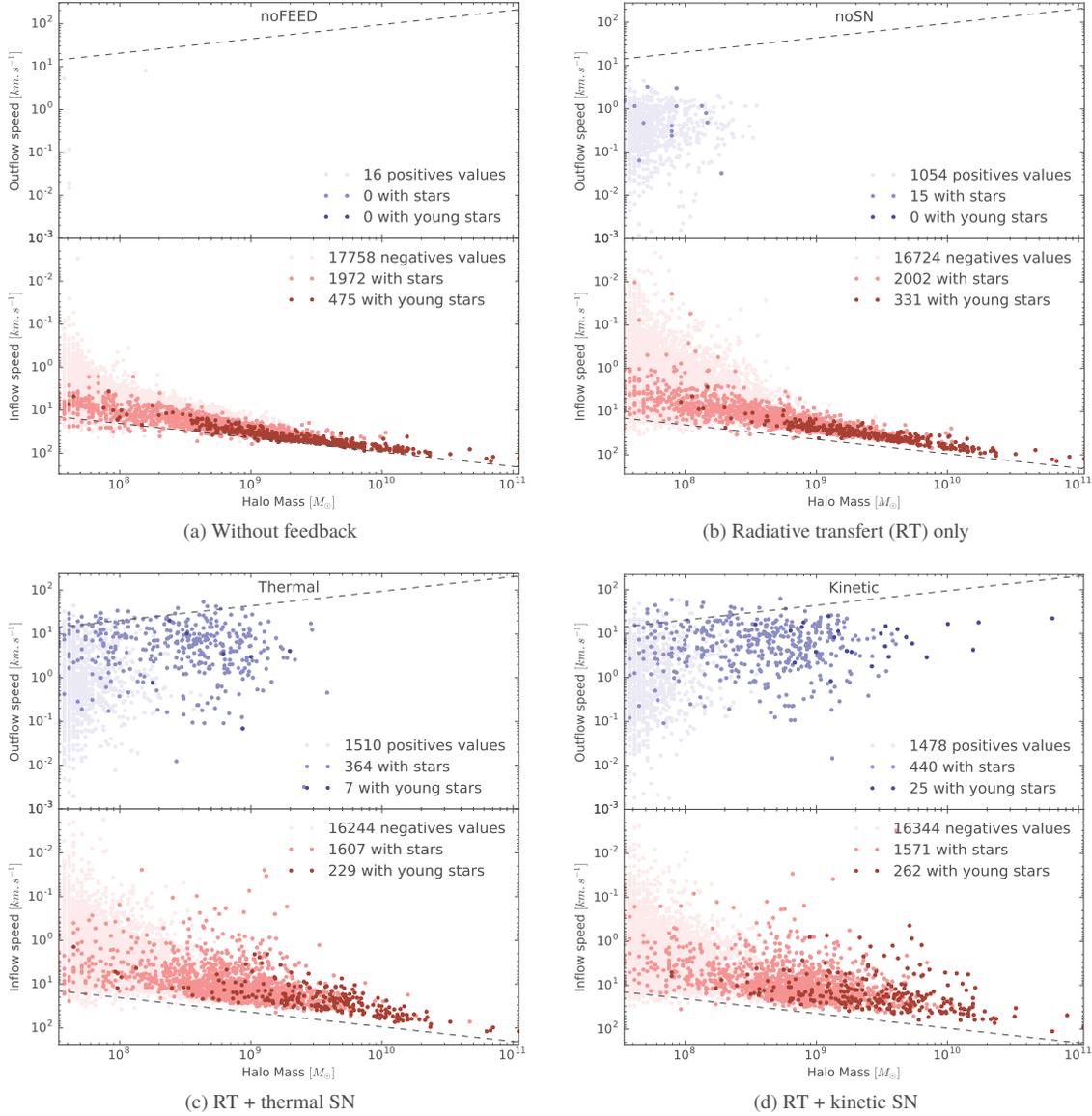


Figure 9. Average radial hydrodynamical flow speed at R_{200} function of injection method measured at redshift $z=6$. Blue dots represent halos with outflow, red with inflow. Light dots represent halos without stars while dark dots stand for halos with stars. The dashed line represents \pm the escape velocity. Without radiation there is almost no halo with a positive average speed (outflowing matter). The introduction of radiation leads to the apparition of a population of starless low mass halos ($M < 3 \cdot 10^8 M_{\odot}$) with outflow. Supernovae introduce a population of outflowing halos with stars. Kinetic feedback allows heavier halos to get outflow than thermal feedback.

The general expression for the average radial velocity \bar{v} , is:

$$\bar{v} = \frac{\oint \vec{v} \cdot d\vec{s}}{\oint d\vec{s}}, \quad (10)$$

with $d\vec{s}$ the surface element of the R_{200} sphere. Each sphere is discretized with 3072 HEALPix elements of equal area (Górski et al. 2005), the average radial velocity becomes:

$$\bar{v} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \vec{v}_i \cdot \vec{r}_i, \quad (11)$$

with N the number of HEALPix points, \vec{v}_i the gas velocity of the nearest cell of point i and the normal vector \vec{r}_i oriented outward.

Therefore, positive values stand for outflow and negatives one for inflow. Fig. 9 presents the resulting average velocities as a function of halo masses for the different feedback schemes. Each halo is represented by a dot, with a different color indicating if it has stars, young stars ($t_* < t_{life}$) or no star. The upper part of the diagram represents outflows and the lower part represents inflows.

The dashed lines are defined by:

$$v_{lim} = \pm \sqrt{\frac{2GM(r < R_{200})}{R_{200}}}, \quad (12)$$

and represent the free fall velocity limit for the inflowing case, and the escape velocity for the out-flowing case.

Without feedback (Fig. 9a) almost all halos are in the negative

part of the diagram, they are all accumulating baryons. The correlation between inflow speeds and halo masses is particularly sharp with this run, and at this redshift ($z = 6$).

This free fall tendency tends to be an upper limit of the accretion velocity, and only few halos have average inflow velocity with an absolute value over this limit. Also, we note that the velocity dispersion becomes wider as halos becomes less massive.

With the introduction of radiation (Fig. 9b), there is an increase in the dispersion of velocity values. This increase is more pronounced on halos lighter than $3 \cdot 10^8 M_\odot$ and specially starless ones (light red population) at a point that a part of this population starts to get net outflows (in light blue). The fact that the major part of this population does not have stars, indicates that these outflows are not due to internal feedback, and suggest an external effect. Our interpretation is that these light halos are submitted to a UV field created by surrounding halos massive enough to get a significant amount of young stars. We are observing the effect of photo-heating by radiative feedback, the gas heated by radiation expands and leaves its host by dilution. Meanwhile, heavier halos can hold their baryons thanks to their deeper potential.

With an average speed of $\approx 0.5 \text{ km.s}^{-1}$ these outflows are relatively slow and all velocities are below the escape velocity, so baryon are still bounded to their host.

We show in Sec. 4.1 that radiation has a negligible impact on the cosmic SFR, but we observe here that it can generate outflows for low mass halos. These two points are not in contradiction, as we show in Sec. 5.2 that these low mass halos represent a small part of the global SFR in our simulations. So radiation does have an impact on star formation but only on halos with a small contribution to the global star formation.

There is also a small shift, present for almost all the halos mass range, in inflowing speeds: inflows tend to be slightly slower due to photo-heating. Radiation generates outflows and slows down the collapse of gas, reducing the quantity of available star forming material by limiting the accretion.

If we now focus on the two runs with supernovae feedback (Fig. 9c and 9d), we clearly see that there is a new population of halos with outflows and that almost all those halos have stars (dark blue). Supernovae feedback also limits the accretion, the dispersion of inflowing halos with stars (dark red) is significantly increased. This idea is supported by the fact that the distribution of starless halos stay mainly unchanged compared to RT only run (Fig. 9b).

The mean outflow speed is now close to 10 km.s^{-1} which is twenty times greater than for the *noSN* run. Some light halos ($M < 10^9 M_\odot$) present an average outflow speed greater than the escape velocity: the feedback is able to disperse material out of these objects. It seems that the feedback type does not change the maximum outflow speed ($\approx 60 \text{ km.s}^{-1}$), while only large halos present a positive average speed. The most massive halo with outflow in the *noSN* simulation weight $3.5 \cdot 10^8 M_\odot$, $3.6 \cdot 10^9 M_\odot$ in the *thermal* run and $6.3 \cdot 10^{10} M_\odot$ in the *kinetic* run. Outflow velocities can seem low compared to observed ones (between ≈ 20 and $\approx 2000 \text{ km.s}^{-1}$ according to [Veilleux et al. \(2005\)](#)) but we are considering averaged values: locally on the virial spheres, velocities can be as high as 600 km.s^{-1} at the R_{200} level, and 1500 km.s^{-1} in a cell where the explosion occurs, which is in the typical range of observed velocities.

5.4 Influence of supernovae feedback scheme on R_{200} halo emissivity

Due to the moment based treatment of radiation, we can use a procedure similar to our hydrodynamical analysis (Sec 5.3) to compute F_{200} , the halo emissivity at R_{200} , by integrating the radiative flux field \vec{F}_{rad} for each halo:

$$F_{200}^{halo} = \oint_{R_{200}^{halo}} \vec{F}_{rad} \cdot d\vec{s}. \quad (13)$$

Also, in a similar way that in Eq. 9, we can sum these F_{200} by mass bins, and estimate the photon budget distribution:

$$F_{bin} = \sum_{halo} F_{200}^{halo} (M_{bin} \leq M^{halo} < M_{bin} + dM). \quad (14)$$

These quantities measure the photons that escapes from halos into the IGM, i.e. the effective contribution of halos or classes of masses to the cosmic reionization. Fig. 10a presents F_{bin} , the total emissivity of halos in a range of masses for our three feedback schemes.

First, it appears that there are two regimes in this diagram: most massive halos represent the biggest part of the emissivity while lightest ones contribute about ten times less. Also, it seems that the total emissivity of heavier halos tends to decrease with the halo mass, however it is not clear if it is a physical effect or a statistical effect due to the box size we are considering ($\approx 12 \text{ cMpc}^3$) and the low abundance of such massive haloes. We have to take into consideration that we are using the Coarse Radiative Transport Approximation (CRTA), ie the radiative transport computations are only executed on the coarsest grid. At the scale of a coarsest cell, the radiation field can be considered as a homogeneous UV background. The dashed line represents $M_{min} = 3.3 \cdot 10^9 M_\odot$, the mass of a halo with R_{200} equals to the radiative transport resolution limit. As such, fluxes vary slowly as a function of radius and F_{200} tends to scale with the halo size.

Nevertheless, halos with masses over M_{min} are responsible of the major part of the photon budget of our simulations. Approximately 80 % of photons are coming from these halos :

$$\frac{\sum \dot{N}(M > M_{min})}{\sum \dot{N}} \approx 80\%, \quad (15)$$

with \dot{N} the stellar particle emissivity belonging to the current halo, and for those ones, the feedback scheme does almost not change the total emissivity at the R_{200} level (Fig. 10a). We noted in Sec. 4.1 and more particularly on Fig. 4, that the feedback scheme did not change reionization history : this is because feedback does not change the halo F_{200} emissivity.

Moreover the order of these curves is in accordance with the order found in Fig. 4b: the F_{200} halo emissivity of the kinetic run is slightly lower than the two other runs, and so its reionization happens last.

If we finally compute the ratio of these F_{200} halo emissivities to \dot{N} their internal radiative sources (directly linked to the integrated SFR presented in Fig. 8b), we obtain a rough estimation of f_{esc} , the photon escape fraction. The escape fraction is computed using prescription of ([Kimm et al. 2017](#)), ie we consider the time needed by photons to travel from the halo center to R_{200} :

$$f_{esc} = \frac{F_{200}}{\sum \dot{N} \left(t - \frac{R_{200}}{c} \right)}. \quad (16)$$

Fig. 10b presents this averaged escape fraction as a function of halo masses.

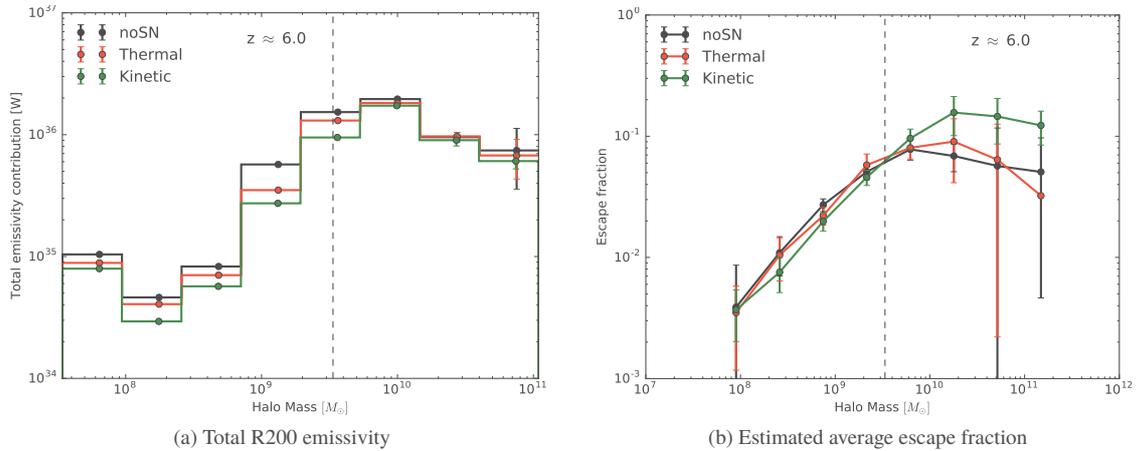


Figure 10. Total R_{200} emissivity contribution (a) and escape fraction (b) as a function of halo mass, for different feedback scheme. All measures are done at redshift $z=6$. The dashed line represents the halo mass equivalent to our radiative resolution limit. For massive ($M > 10^{10} M_{\odot}$), radiatively well resolved halos, emissivity stays almost identical independently of the feedback scheme. We observe a significant increase in the escape fraction of massive halos with the kinetic scheme.

For halos under M_{min} , the observed linearity of the relation is due to the limited resolution. For greater masses, we observe an increase of the escape fraction for heaviest halos ($M > 10^{10} M_{\odot}$) for the kinetic feedback scheme. This explains how the run with kinetic feedback reionize as quickly as other runs, despite its lower SFR: massive halos form less stars but they are more efficient at releasing their photons into the IGM.

The increase of photon escape fraction by supernovae feedback we measure confirm previous works such as eg [Kimm & Cen \(2014\)](#) or [Trebitsch et al. \(2015\)](#).

6 CONCLUSION AND DISCUSSION

We discuss the impact of supernova and radiative feedbacks on simulations of the Reionization process. The level of approximation and resolution envisioned here is the one used in large scale simulations of the process : in-situ physics of the impact of feedback within galaxies cannot be fully captured but the focus is put on the diversity of situations with halo populations where e.g. environmental effects are included such as the photo-suppression of star formation by external radiation.

For this purpose, we present a simple scheme of supernovae energy injection in AMR cosmological simulation of reionization. We test this model by running a set of fully coupled radiative hydrodynamic simulations with kiloparsec resolution, similar to CODA ([Ocvirk et al. 2015](#)), varying feedback implementation and model free parameters. We show that this feedback scheme is able to regulate star formation and generate galactic winds on a wide range of halo masses. We took the opportunity of this set of simulation to assess the interplay between the different kind of feedbacks at resolutions relevant to CODA-like runs. Here are our main observations:

- Even with a strong regulation of the SFR, and thus of the number of emitted photons, this increase of the escape fraction leads to a comparable number of photons reaching the IGM and thus a similar reionization history. The expulsion of baryons by feedback creates escape paths for the radiation.
- The escape fraction of photons of halos with masses over $10^{10} M_{\odot}$ is increased by a factor ≈ 3 by our kinetic feedback scheme.

- As a consequence, we find that the photon budget is mainly governed by massive halos ($M > 10^9 M_{\odot}$) (Fig. 10a).
- Runs with radiation produce a population of low mass ($M < 10^9 M_{\odot}$) halos with outflowing gas (Fig. 9b). We interpret this population as being photo-heated, losing their baryons by photo-evaporation.

Simulations with larger volume will be used to improve statistics in the range of mass $10^{10} M_{\odot} < M < 10^{11} M_{\odot}$ and explore if the decrease in photon budget for halos more massive than $10^{10} M_{\odot}$ observed in Fig 10a continues to higher masses. Meanwhile, the small simulations studied here are often used for calibrations of reionization histories of larger productions. Our results have some impact on this aspect, with two opposite possibilities:

- our boxsize captured the most productive range of halo masses and the contribution to the escaping photon budget of halos with $M > 10^{10} M_{\odot}$ decreases. Such kind of simulations can be valuable outside of pure comparative purpose for calibration of larger runs.
- our small boxes do not capture all the effective sources of reionization and the escaping photon budget could be dominated by halos beyond our most massive objects. Hopefully, there exists a larger simulation scale where a high mass cutoff in the effective photons contribution appears. However current grand challenge simulations (CROC, CODA) are not much bigger (8 Mpc Vs 64 Mpc) than the one used here, with similar resolution : if test simulations larger than the one presented here are required, the relative cost of calibration to production could become problematic.

Preliminary CODA analyses tend to be in favour of the first scenario, and it seems that $64cMpc^3$ boxes also present a maximum in the photon budget around a halo mass of $10^{10} M_{\odot}$ ([Lewis et al., in prep.](#)).

ACKNOWLEDGEMENTS

This work is supported by the ANR ORAGE grant ANR-14-CE33-0016 of the French Agence Nationale de la Recherche.

REFERENCES

- Aubert D., Teyssier R., 2008, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 387, 295
- Aubert D., Teyssier R., 2010, *ApJ*, 724, 244
- Aubert D., Deparis N., Ocvirk P., 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 454, 1012
- Bouwens R. J., Illingworth G. D., Oesch P. A., Caruana J., Holwerda B., Smit R., Wilkins S., 2015, *The Astrophysical Journal*, 811, 140
- Chardin J., Puchwein E., Haehnelt M. G., 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 465, 3429
- D'Aloisio A., Upton Sanderbeck P. R., McQuinn M., Trac H., Shapiro P. R., 2016, preprint, 1607, arXiv:1607.06467
- Dubois Y., Teyssier R., 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 477, 79
- Giallongo E., et al., 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 578, A83
- Gnedin N. Y., 2014, arXiv:1403.4245 [astro-ph]
- Gnedin N. Y., 2016, *ApJ*, 833, 66
- Górski K. M., Hivon E., Banday A. J., Wandelt B. D., Hansen F. K., Reinecke M., Bartelmann M., 2005, *ApJ*, 622, 759
- Haardt F., Madau P., 2012, *The Astrophysical Journal*, 746, 125
- Hahn O., Abel T., 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 415, 2101
- Hockney R. W., Eastwood J. W., 1981, *Computer Simulation Using Particles*
- Iliev I. T., Mellema G., Ahn K., Shapiro P. R., Mao Y., Pen U.-L., 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 439, 725
- Katz N., 1992, *The Astrophysical Journal*, 391, 502
- Kennicutt J., 1998, *The Astrophysical Journal*, 498, 541
- Khokhlov A., 1998, *Journal of Computational Physics*, 143, 519
- Kimm T., Cen R., 2014, *The Astrophysical Journal*, 788, 121
- Kimm T., Cen R., Devriendt J., Dubois Y., Slyz A., 2015, arXiv:1501.05655 [astro-ph]
- Kimm T., Katz H., Haehnelt M., Rosdahl J., Devriendt J., Slyz A., 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*
- Leitherer C., et al., 1999, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 123, 3
- Li T. Y., Alvarez M. A., Wechsler R. H., Abel T., 2014, *ApJ*, 785, 134
- Navarro J. F., White S. D. M., 1993, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 265, 271
- Ocvirk P., et al., 2015, preprint, 1511, 11
- Planck Collaboration et al., 2015, preprint, 1502, arXiv:1502.01589
- Rasera Y., Teyssier R., 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 445, 1
- Rosdahl J., Schaye J., Dubois Y., Kimm T., Teyssier R., 2016, preprint, 1609, arXiv:1609.01296
- Roy F., Bouillot V. R., Rasera Y., 2014, *Astronomy and Astrophysics*, 564, A13
- Stinson G., Seth A., Katz N., Wadsley J., Governato F., Quinn T., 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 373, 1074
- Toro E. F., 1997, *Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics : a practical introduction*. Springer, Berlin, New York, <http://opac.inria.fr/record=b1093563>
- Trebitsch M., Blaizot J., Rosdahl J., 2015. eprint: arXiv:1510.06949, pp 105–108, <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015sf2a.conf..105T>
- Veilleux S., Cecil G., Bland-Hawthorn J., 2005, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 43, 769
- Wise J. H., Cen R., 2009, *ApJ*, 693, 984

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

C

PUBLICATION EN COURS N°1

Influence of the reduced light speed approximation on reionization fronts speeds in cosmological RHD simulations

Nicolas Deparis¹★, Dominique Aubert¹, Pierre Ocvirk¹

¹ *Observatoire Astronomique de Strasbourg, CNRS UMR 7550, Université de Strasbourg, Strasbourg, France*

Accepted XXX. Received YYY; in original form ZZZ

ABSTRACT

We run a set of radiative hydrodynamic cosmological simulations of reionization to explore the link between the propagation of ionization and the reduced speed of light approximation. We introduce a method to compute the ionization fronts speeds based on the reionization redshift map a posteriori. We found that for a reduced speed of light greater than $\tilde{c} = 0.05$, the front speed is limited only at the end of the reionization. In the case of a lower reduced speed of light, the RSLA leads to limited front speeds during the whole reionization process.

Key words: cosmology: dark ages, reionization, first stars - methods: numerical

1 INTRODUCTION

A central process to consider when simulating the Epoch of Reionization (EoR) is the light propagation through the Universe. As light is several order faster than hydrodynamical processes generally considered in cosmological simulations, introducing radiative transfer (RT) can be computationally challenging.

There are two main families of RT codes in EoR simulations:

- Ray tracing/Monte Carlo methods consider light as group of photons (eg. CRASH Maselli et al. (2003), C²-RAY Mellema et al. (2006)). Each source launches a given number of photons along straight lines.
- Moment based methods consider light as a fluid (eg. OTVET Gnedin & Abel (2001a), ATON Aubert & Teyssier (2008)). Each source acts as a fountain where light flows out according to conservation equations on radiative quantities.

Each family has its own pros and cons. The main drawback of the ray-tracing techniques is the computational cost which is directly linked to the number of sources and can be quite prohibitive in cosmological simulations. At the opposite, moment-based methods can be more inaccurate on certain physical effects (e.g. the shadowing effect by dense clump or the collisionless nature of light) but is independent of the number of sources : for this reason it gained some popularity in recent implementations of cosmological radiative transfer. Another key difference is the way they treat the *speed of light* : ray-tracing techniques usually assume an infinite speed of light and photons packets/groups/density

are depleted from site to site along rays without including any kind of delay. This assumption is reasonable as light velocities are much larger than for any other processes.

Meanwhile, moment-based methods have to assume a finite speed-of-light as they model the actual propagation of radiation density. This is not without consequences, especially since this fluid description is often handled through an explicit approach (even though implicit solvers do exist see e.g. González et al. (2007)). The main constraint for explicit moment-based solvers is due to the Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) condition. It imposes that the higher the velocity of a process is, the higher the temporal resolution has to be to accurately simulate its propagation. The time step Δt is computed using:

$$\Delta t = C_{CFL} \cdot \frac{\Delta x}{v}, \quad (1)$$

where $C_{CFL} < 1$, Δx is the spatial resolution and v is the speed of the considered process. As light has the highest known velocity, it requires a small Δt and a large amount of timesteps to follow its propagation on a given period.

Several methodologies have emerged to reduce this cost. The first one consists in taking profit of the recent hardware evolution: for example, using Graphical Processing Units (GPUs) can divide the computational time by almost two orders of magnitude due to their highly parallel capability. The second method is the one we are looking at in this study, the reduced speed of light approximation (RSLA) (Gnedin & Abel 2001b; Aubert & Teyssier 2008). The main idea of this technique relies on the fact that the speed of dynamical processes (DM and gas) is several orders of magnitude lower than the physical speed of light. As the light speed is significantly greater than any other one, lowering its value in a simulation should not have a significant impact on the

★ E-mail: nicolas.deparis@astro.unistra.fr

results, while at the same time allowing a comfortable gain on the computational cost.

The RSLA considers that the light evolves at a fraction of its real speed:

$$v = \tilde{c} \cdot c, \quad (2)$$

where c is the physical light speed and $\tilde{c} \leq 1$ is the RSLA factor. If the reionization history stays the same between $\tilde{c} = 1$ and $\tilde{c} = 0.1$, we could gain a factor ten in the computation of radiative processes, which is really appreciable as radiation represents approximately 80% of the computational cost in this kind of simulation when $\tilde{c} = 1$.

In this study, we aim at investigating the validity of this approximation and we explore how reducing the speed of light influences the evolution of ionization fronts during the reionization epoch. First we present a set of RHD simulations with different RSLA and introduce a method to compute the reionization fronts speeds using reionization redshift maps. Then, using different diagnostics (average ionization history, ionization maps, fronts speeds), we quantify the impact of reduced speed of light on the global reionization. We briefly conclude with some implications of our results.

2 METHODOLOGY

Simulations are produced with EMMA an AMR cosmological code with fully coupled radiative hydrodynamic (Aubert et al. 2015). The light is considered as a fluid, its propagation is tracked using the moment-based M1 approximation (Levermore 1984; González et al. 2007; Aubert & Teyssier 2008).

We run a set of small simulations at a similar resolution of production runs like eg CODA (Ocvirk et al. 2015) or CROC (Gnedin 2014). We are considering $(8h^{-1}\text{cMpc})^3$ volumes, simulated from redshift $z=150$ to the end of the reionization ($5 < z < 6$). Dark matter is resolved with 256^3 particles with a mass of $3.4 \cdot 10^6 M_\odot$. Hydrodynamics and radiation are simulated on a grid 256^3 resolution elements for a coarsest spatial resolution of 46 kpc. The grid is refined according to a semi-Lagrangian scheme and the refinement is not allowed if the spatial resolution of the newly formed cells is under 500pc. Our stellar mass resolution is set to be equal to $7.2 \cdot 10^4 M_\odot$. We calibrate our emissivity model using Starburst99, with a population of $10^6 M_\odot$ having a Top-Heavy initial mass function and a $Z=0.001$ metallicity. To limit the number of unknowns, we do not consider supernovae feedback here.

All simulations are run with the exact same parameters (including star formation) and initial conditions, except for \tilde{c} , the ratio between the simulated speed of light over the real light speed. We run a set of six simulations with $\tilde{c} = 1$, $\tilde{c} = 0.3$, $\tilde{c} = 0.1$, $\tilde{c} = 0.05$, $\tilde{c} = 0.02$ and $\tilde{c} = 0.01$.

3 RESULTS

3.1 Cosmic star formation and ionization histories

Fig 1a presents the cosmic star formation histories (SFH) as a function of the RSLA. This measure shows that the RSLA

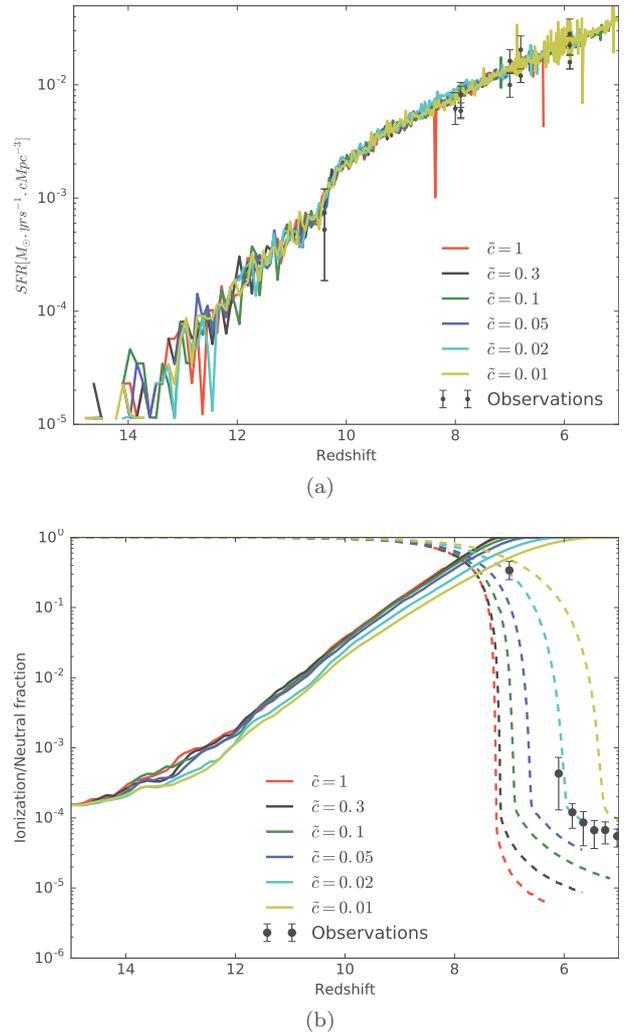


Figure 1. (a) Cosmic star formation histories with observational constraints from Bouwens et al. (2015); (b) volume weighted ionization with observational constraints from Fan et al. (2006) (solid lines) and neutral (dashed lines) fraction function of redshift for different reduced speed of light. (c) Reionization redshift function of RSLA.

does not change the cosmic SFH. And as ionizing photons are emitted by newly formed stars, the photons budget is not impacted of the RSLA.

Fig 1b presents the average volume weighted ionization state as a function of time $X_V(t)$:

$$X_V(t) = \frac{\int x(t) \cdot dV}{\int dV}, \quad (3)$$

with the local ionization fraction :

$$x(t) = \frac{n_{H+}}{n_H} \quad (4)$$

We observe a direct link between the ionization history and the RSLA. The slower the light is, the later the reionization occurs. We define the reionization redshift as the redshift when the volume weighted hydrogen neutral fraction decreases below $X_V = 10^{-4}$. At these times the percolation process of HII regions (also known as *the overlap*) is

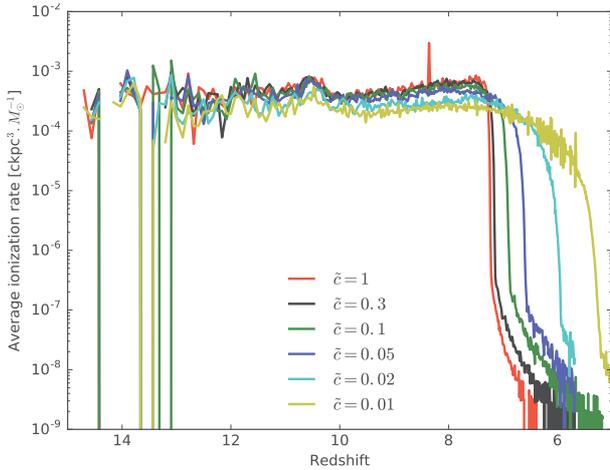


Figure 2. Stellar mass weighted average ionization rate as a function of redshift for different reduce speed of light.

complete. Fig 1c presents obtains reionization redshift as a function of the reduced speed of light. Reionization redshifts converges as \tilde{c} is close to 1, There is a priori no reason for reionization redshift to converge with $\tilde{c} = 0.1$, but this observation may be a point in favour of infinite speed of light techniques: the slope flattening indicates that any $\tilde{c} > 0.1$ lead to the same instant of reionization, a condition trivially satisfied with $c = \infty$. Conversely, reionization redshifts rapidly decline with \tilde{c} . For instance, $\tilde{c} = 0.1$ presents a delay of ≈ 60 Myr and less than 0.5 in redshift but these values are extended to ≈ 425 Myr and almost 2.2 in redshift for the $\tilde{c} = 0.01$ run.

It is plausible that the faster the light is, the sooner the photon could reach the under-dense regions, and then the sooner the reionization can occur. But ionization processes limit photon propagation : if this limit would lead to negligible speeds compared to the speed of light, one would expect the RSLA to have no impact on the reionization history. However this is not what is measured here and fronts speeds have to be non negligible compared to speed of light : we assess this point directly in the next sections.

3.2 Average ionization rate

From the previous section we observe that with the same SFR, the ionization history change with the RSLA, so the capacity of stars to reionize their environment is evolving with the light speed. In this section we quantify this effect by introducing a stellar mass weighted average ionization rate.

First we define de the average ionization rate $\dot{X}_{(t)}$ as the temporal derivative of the ionization history.

$$\dot{X}_{(t)} = \frac{dIX_{(t)}}{dt} = [\text{yr}^{-1}]. \quad (5)$$

By dividing the average ionization rate $\dot{X}_{(t)}$ by the average star formation rate $\dot{\rho}_{(t)}^*$ in $[M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1} \cdot \text{ckpc}^{-3}]$, we

quantify the ability of newly formed stars to ionize their environment :

$$\dot{X}_{(\dot{\rho}^*)} = \frac{\dot{X}_{(t)}}{\dot{\rho}_{(t)}^*} [\text{ckpc}^3 \cdot M_{\odot}^{-1}]. \quad (6)$$

It represents the amount of volume each solar masses of stars, newly formed in the simulation, will reionize. The resulting stellar mass weighted ionization rate computation is presented on Fig. 2 as a function of redshift and RSLA. Each run gets an almost flat ionization rate before redshift $z=8$. In this phase the ionization rate is governed by the star formation and tends to be independent of the RSLA for runs with $\tilde{c} \geq 0.05$, but is lowered for $\tilde{c} < 0.05$.

During this flat phase, the average ionization rate before $z=8$ are going from $5.1 \cdot 10^{-4} \text{ckpc}^3 \cdot M_{\odot}^{-1}$ for the $\tilde{c} = 1$ run, to $2.4 \cdot 10^{-4} \text{ckpc}^3 \cdot M_{\odot}^{-1}$ for the $\tilde{c} = 0.01$ run.

The main difference comes later for redshift $z < 8$, where light reaches under-dense regions and ionized bubbles start to merge. It becomes more difficult for the radiation emitted by newly formed stars to ionize neutral medium as the neutral gas is rarer. This transition happens almost instantaneously with $\tilde{c} = 1$ and is more progressive with smaller light speeds.

3.3 Ionization maps

Ionization redshift maps offer an interesting tool to analyse the whole reionization process using a single data field. Redshift maps are obtained by keeping in memory, for each cell, the time when its ionization fraction pass a given threshold. The computation is done during simulation runtime to get the highest temporal resolution possible. In this study, the cell reionization time is considered to be the first time when the volume weighted ionization fraction passes through 50%.

Fig. 3 shows three maps of reionization redshifts for three RSLA, and the reionization redshift probability density function (PDF) for all runs. Maps are one coarse cells (46 ckpc) thick slices taken at the same coordinate in the z axis for the three simulations. The slice is chosen to contain the first cell to cross the ionization threshold in the $\tilde{c} = 0.1$ simulation.

We observe a similar global behaviour between runs. The sources are located at the same places independently of the run, which is coherent with the fact that the ionizing feedback does not significantly change global star formation processes in our simulation (Fig 1a). Radiation escapes high density regions in comparable butterfly shapes.

The $\tilde{c} = 0.1$ run is quite similar to the the $\tilde{c} = 1$. Dark green isocontours ($z \approx 6$) are located at the same place and have the same shape. The main difference between these runs appears at low redshift when the light reaches the voids (blue shades). Voids reionize a bit slower at $\tilde{c} = 0.1$ than at $\tilde{c} = 1$ due to the time taken by light to reach them. The behaviour is even more pronounced for $\tilde{c} = 0.01$ where the voids reionization is clearly late compared to the two other panels.

This is particularly clear regarding the redshifts PDF : at high redshifts all PDF are similar, but the difference slowly increases with time, and the cumulative effect leads to a significant delay on the global reionization. This is in accordance with the observations made on the volume weighted

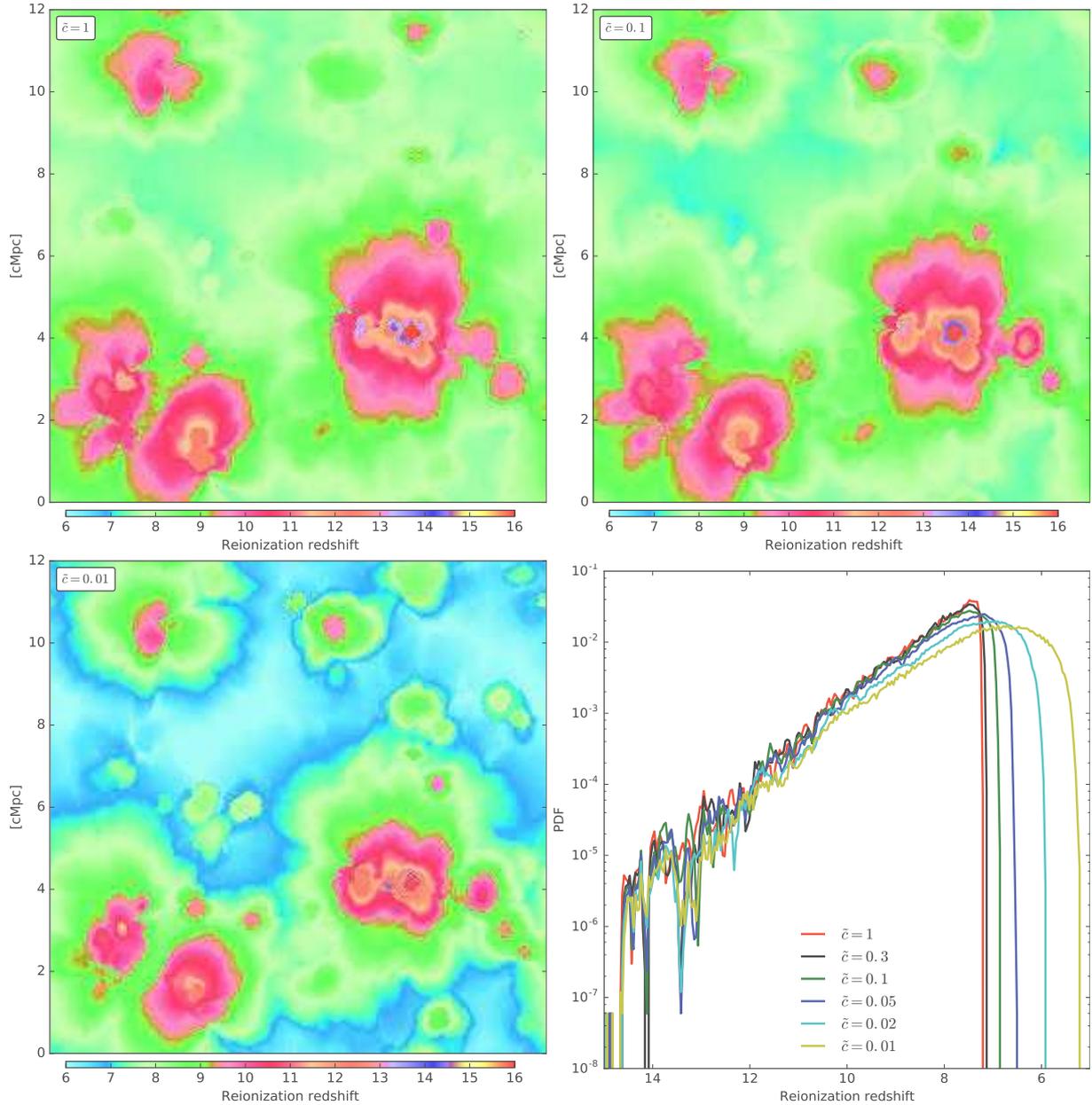


Figure 3. Maps and PDF of reionization redshifts for runs with different reduced speed of light.

ionization history (Fig. 1b), as the voids represent the major part of the volume : runs with faster light reionize faster, due to the ability of light to reach voids sooner.

3.4 Ionization fronts speeds

The reionization maps represent a time at each point of the space. Considering the spatial gradient of this map, we obtain the information of the time needed to reionize each cells.

We use a discrete gradient with the form:

$$\vec{\nabla}_t^i \approx \frac{t^{i+1} - t^{i-1}}{2a^i (x^{i+1} - x^{i-1})}. \quad (7)$$

This gradient represents the time needed to ionize a given

distance (eg in [yr.pc⁻¹]), the reverse of this gradient is analogue to a velocity (eg in [pc.yr⁻¹]) :

$$V_{reio} = \frac{1}{|\vec{\nabla}_t^i|}. \quad (8)$$

V_{reio} can be interpreted as an estimator to the speed of the reionization front passing through the cell.

Fig. 4 shows maps of reionization front speed obtained with this method for three runs with different reduced speeds of light. Reionization speed can be greater than the speed of light in the simulation, up to several time. This limiting case occurs when neighbouring cells reionize at the same timestep, their gradient became null and the associated reionization speeds become infinite. This can happen in two cases:

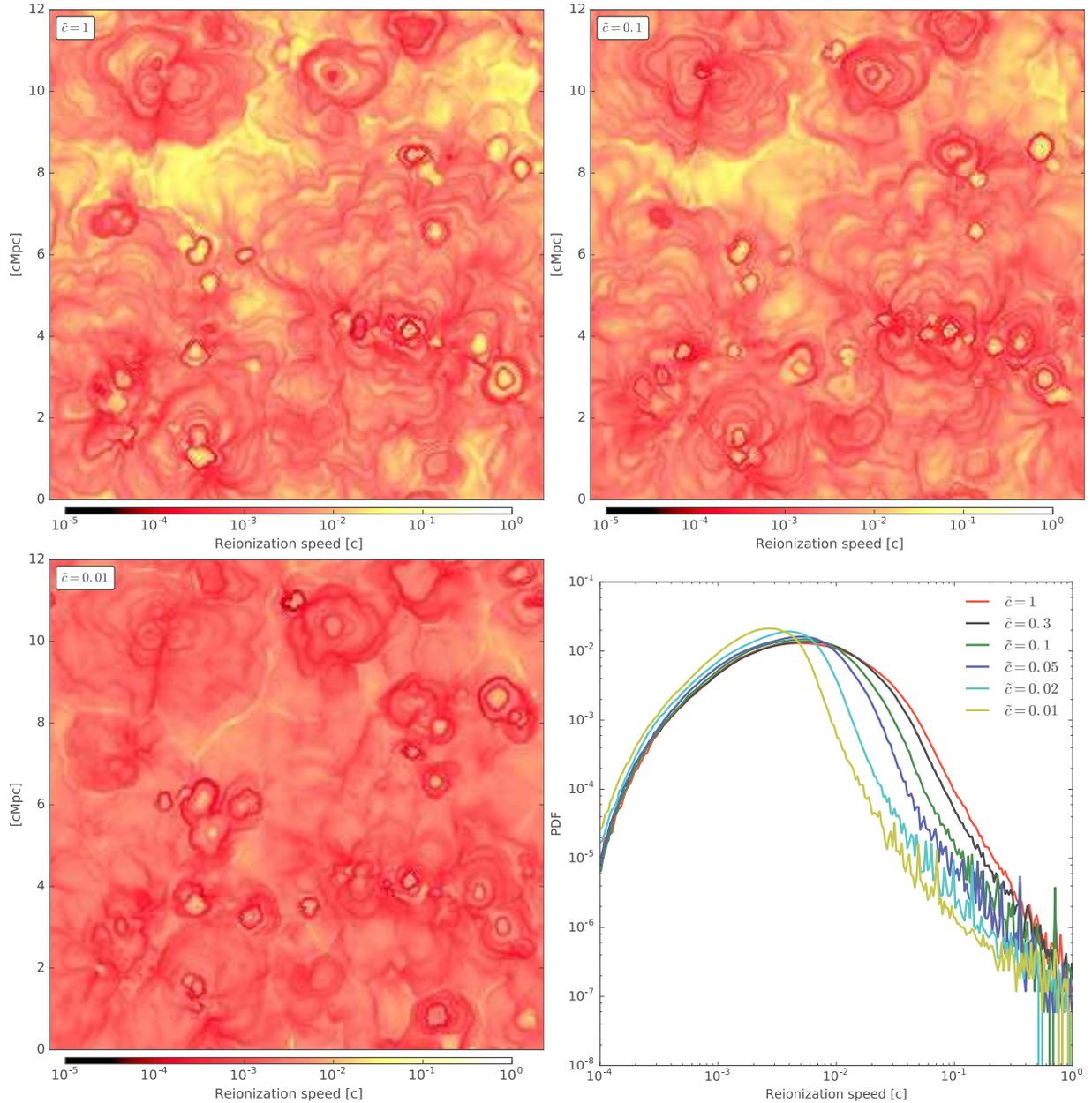


Figure 4. Maps and PDF of reionization front speeds for runs with different reduced speeds of light. Front speeds are expressed in units of the real speed of light.

- In over-dense regions, where adjacent cells have simultaneous star forming events.
- In under-dense regions, during the merging of two ionization fronts.

These spurious speeds represents a small fraction of the volume (with a fraction of $8 \cdot 10^{-5}$ in the worst case). On the PDF, we observe that limited light speeds do not avoid the presence of fronts speeds over its value. For instance, there are still front speeds of 10^{-1} when $\tilde{c} = 10^{-2}$ but the probability to find such a speed in the volume is significantly reduced. We found an average and most probable front speed going from respectively $\approx 2400\text{km.s}^{-1}$ and $\approx 1400\text{km.s}^{-1}$ for the $\tilde{c} = 1$ run to $\approx 1000\text{km.s}^{-1}$ and $\approx 800\text{km.s}^{-1}$ for the

$\tilde{c} = 0.01$ run. It should be noted that this statistic is taken on the full reionization history.

In the maps, the concentric 'rings' with large and small speeds fronts is induced by the consecutive events of star formation. Reionization fronts can only expand if there are internal radiative sources, but star formation is not continuous and happens in a bursty manner. So fronts stop their progress during the time between two consecutive star formation events. The number of these concentric pattern decrease with the speed of light, With the $\tilde{c} = 0.01$ run the map is lot smoother than the $\tilde{c} = 1$ run.

3.5 Speed of ionization fronts as a function of redshift

We show in the last section that reducing the speed of light in the simulation limit the probability to find a front speed above this limit. In the two previous section we have associated a redshift and a speed at each point of space. In this section we analyse the evolution of the reionization front speed as a function of redshift. Fig. 5 presents the distributions of fronts speed as a function of redshift, as well as the evolution of the average fronts speed for different RSLA.

We first focus on the 2D histograms that show the redshift evolution of the front speeds distribution. In the $\tilde{c} = 1$ run, we observe that for $z > 8$, the distributions of speeds are always between $\approx 10^{-1}$ and $\approx 10^{-4}$. This phase is then followed by a quick acceleration peak or plume. We observe a two stages process : first light escapes over-dense regions at an average constant speed and second, the percolation of ionized bubbles allows the light to reach under-dense regions. In these regions, the fronts speeds are not limited by the interaction with baryons. The light is free to fill the voids and fronts speeds are able to reach the real speed of light. After the reionization, when ionization bubbles have collapsed, the probability to find an high speed front drops suddenly, as the whole volume is ionized.

In the $\tilde{c} = 0.1$ run, the first phase is not impacted by the RSLA: even with $\tilde{c} = 1$ the front speeds were already lower than $\approx 10^{-1}$. The main difference appears in the second phase: the $z < 8$ peak is reduced by the RSLA. With $\tilde{c} = 1$ the fronts are able to reach speeds greater than $0.1c$, by setting $\tilde{c} = 0.1$ velocities of this fronts are limited to $\approx 0.1c$ in an artificial manner : the end of the reionization is slightly delayed.

In the $\tilde{c} = 0.01$ run, the propagation of light is already limited at the beginning of the reionization. In the two previous runs, fronts speeds were already greater than $\approx 0.01c$ since the beginning of the reionization. This leads to an important cumulative delay in the reionization redshift. Moreover, the final peak is almost totally smoothed.

Looking now at the average fronts speeds as a function of redshift, we clearly measure an almost constant value followed by an acceleration for redshift $z < 8$. In the $z > 8$ constant phase, the average front speed goes from $4.1 \cdot 10^{-3}[c]$ for the $\tilde{c} = 1$ run to $2.2 \cdot 10^{-3}[c]$ for the $\tilde{c} = 0.01$ run. This constant phase is the same that we observe on Fig. 2, the ionization rate is constant when the fronts speed are constants. In the constant phase, all runs with RSLA higher than 0.05 have a similar average speed and ionization rate. But for RSLA lower than 0.05 both are limited from the beginning of the reionization. This link between ionization rate and front speed is also visible on Fig. 3 : the PDF of reionization redshift remains the same for redshift $z > 8$ if $\tilde{c} > 0.05$, but presents a shift starting at redshift $z \approx 14$ for $\tilde{c} < 0.05$. Meanwhile, the second-stage acceleration for redshifts $z < 8$ is significantly impacted by the RSLA. With a large speed of light the box flashes faster at the end of the reionization than with lower values. This final acceleration correspond to the light reaching under dense regions and in all cases the average front speed is limited by the RSLA, even though $\tilde{c} = 0.3$ is quite consistent with $\tilde{c} = 1$. To sum up reduced speed of lights $\tilde{c} > 0.05$ present the proper be-

haviour for the first stage of the propagation of fronts but will likely present a delay for the overlap if $\tilde{c} < 0.3$.

4 CONCLUSIONS

We presented a method to compute ionization fronts speeds a posteriori using reionization maps. With this method we found that reducing the speed of light in our simulations tends to impact the fronts and their propagation.

Analysing the average fronts speeds as a function of redshift, we observe that the reionization happens in two stages. First a constant speed phase, followed by an acceleration phase. During the constant speed phase, the average value do not depends of \tilde{c} for $\tilde{c} > 0.05$. In all case, the acceleration phase is impacted by the choice of the RSLA, but reasonable convergence can be achieved for $\tilde{c} > 0.1 - 0.3$. Observations from e.g. Fan et al. (2006) impose time constraints for the very end of the reionization. But we show that the RSLA can significantly impact the speed of the reionization especially toward the overlap. It seems then difficult to strictly conciliate RSLAs with a well timed reionization by observational constraints.

In conclusion, the RSLA can be a good approximation down to $\tilde{c} = 0.05$, if the goal is to analyse dense regions behaviour. Things are more complicated while considering the ionization of cosmic voids, as in those ones the fronts speeds can be as large as c , the RSLA is always a limiting factor.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work is supported by the ANR ORAGE grant ANR-14-CE33-0016 of the French Agence Nationale de la Recherche.

REFERENCES

- Aubert D., Teyssier R., 2008, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 387, 295
- Aubert D., Deparis N., Ocvirk P., 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 454, 1012
- Bouwens R. J., et al., 2015, *The Astrophysical Journal*, 803, 34
- Fan X., Carilli C. L., Keating B., 2006, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 44, 415
- Gnedin N. Y., 2014, arXiv:1403.4245 [astro-ph]
- Gnedin N. Y., Abel T., 2001a, *New Astron.*, 6, 437
- Gnedin N. Y., Abel T., 2001b, *New Astronomy*, 6, 437
- González M., Audit E., Huynh P., 2007, *A&A*, 464, 429
- Levermore C. D., 1984, *J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer*, 31, 149
- Maselli A., Ferrara A., Ciardi B., 2003, *MNRAS*, 345, 379
- Mellema G., Iliev I. T., Alvarez M. A., Shapiro P. R., 2006, *New Astron.*, 11, 374
- Ocvirk P., et al., 2015, preprint, 1511, 11
- Semelin B., Combes F., Baek S., 2007, *A&A*, 474, 365

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

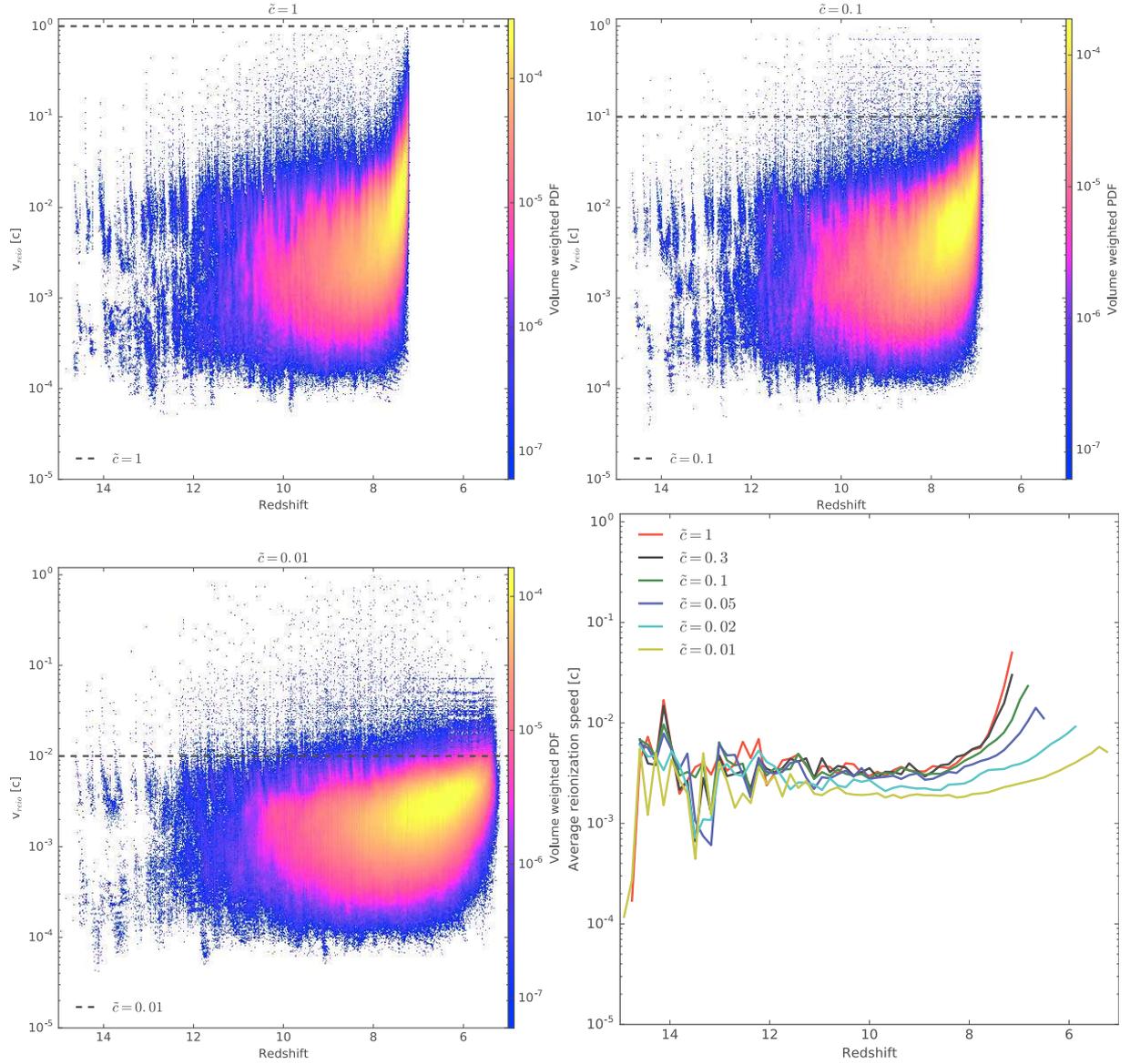


Figure 5. 2D histograms and average of reionization speeds in units of the real speed of light as a function of redshift for different RSLA. The horizontal dashed line represents \tilde{c} the reduced light speed used in the simulation.

d

PUBLICATION EN COURS N°2

RELATING THE REIONIZATION TIMES OF GALAXIES TO THEIR PRESENT HALO MASSES

DOMINIQUE AUBERT,¹ NICOLAS DEPARIS,¹ PIERRE OCVIK,¹ PAUL R. SHAPIRO,² ILIAN T. ILIEV,³ GUSTAVO YEPES,^{4,5}
STEFAN GOTTLÖBER,⁶ AND YEHUDA HOFFMAN⁷

¹*Observatoire Astronomique de Strasbourg, 11 rue de l'Université, 67000, Strasbourg, France*

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

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

⁴*Grupo de Astrofísica, Departamento de Física Teórica, Modulo C-8, Universidad Autónoma de Madrid, Cantoblanco E-280049, Spain*

⁵*Astro-UAM, UAM, Unidad Asociada CSIC*

⁶*Leibniz-Institute für Astrophysik Potsdam (AIP), An der Sternwarte 16, D-14482 Potsdam, Germany*

⁷*Racah Institute of Physics, Hebrew University, Jerusalem 91904, Israel*

Submitted to ApJL

ABSTRACT

Today's galaxies experienced cosmic reionization at different times in different locations, since reionization was inhomogeneous. We show this by deriving the reionization redshifts of the intergalactic medium surrounding their progenitors, using fully-coupled radiation-hydrodynamics simulation of galaxy formation and reionization at $z \lesssim 6$, matched to N-body simulation to $z = 0$. Constrained initial conditions were chosen to form the well-known structures of the local universe, including the Local Group and Virgo, in a $(91 \text{ Mpc})^3$ volume large enough to model both global and local reionization. Reionization simulation CoDa I-AMR, by hybrid CPU-GPU code EMMA, used $(2048)^3$ particles and $(2048)^3$ initial cells, adaptively-refined, while N-body simulation CoDa I-DM2048, by Gadget2, used $(2048)^3$ particles, to find these reionization times for all galaxies at $z = 0$ from 10^8 to $10^{14} M_\odot$.

Galaxies with $M(z = 0) > 10^{11} M_\odot$ reionized earlier than the universe as a whole, by up to ~ 500 Myrs, with significant scatter. For Milky-Way-like galaxies, reionization redshifts ranged from 8 to 15, while global reionization ended at 6.1. Galaxies with $M(z = 0) < 10^{11} M_\odot$, however, typically reionized as late or even later than global reionization, in neighborhoods where reionization was completed by external radiation. The duration of reionization was sometimes substantial, ranging as large as the range of reionization times. The Milky Way and M31 reionized earlier than global reionization, neither dominated by external radiation; tracking their progenitors using either halos or particles yielded $z = 9.8$ (MW) and 11 (M31) or $z = 8.2$ (both), respectively.

Keywords: dark ages, reionization, first stars — galaxies: high-redshift — methods: numerical

1. INTRODUCTION

The emergence of a UV radiation field during the Reionization sets the thermal and ionisation state of the intergalactic medium. It also suppresses star formation in the progenitors of galaxies through photo-heating especially low-mass objects below $10^9 M_\odot$. Accordingly, reconstructed star formation histories of the faintest dwarf galaxies indicate that the Reionization slowed down the build up of their stellar populations (see e.g. Brown et al. (2014)). Likewise recent radiative hydrodynamics simulations could reproduce this suppression in large high resolution simulations (Ocvirk et al. 2016).

The Reionization is not a uniform and instantaneous process: the structure of the density field translates into an heterogeneous distribution of sources and absorbers. Different patches and objects in the Universe do not reionize at the same time, but have widely ranging reionization redshifts.

The timing of the Reionization can have an impact on e.g. the satellite populations of $z=0$ galaxies (see e.g. Koposov et al. (2009); Busha et al. (2010); Ocvirk & Aubert (2011); Iliev et al. (2011); Ocvirk et al. (2014); Gillet et al. (2015)) and the assumption on extended or instantaneous reionizations has a dramatic impact on the stellar populations of satellite galaxies. In a global context where the exact contribution of small galaxies to the Reionization is debated (see e.g. Bouwens et al. (2014); Finkelstein et al. (2015)), all these aspects push for an improved description of the transition as seen from the high- z galaxies.

In this letter, we want to determine the timings of the Reionization as experienced by today's galaxies and probe the heterogeneity of process. The main challenge is to connect contemporary objects to the Epoch of Reionization (EoR) : 13 billions years separate the Reionization from today and given the variety of build-up histories, it's not an easy task to determine the reionization context of a $z \ll 6$ galaxy. To assess these questions, we combine for the first time a large scale dark-matter-only CLUES simulation at $z=0$ with a state-of-the-art AMR radiative hydrodynamics simulation of the EoR, the CODA I -AMR simulation, that self-consistently provides the reionization past of today galaxies. Because they share the same set of initial conditions (IC), these two simulations can be connected and predictions on the time and durations of the Reionization of $z=0$ galaxies can be made. Furthermore the ICs were constrained to include analogs of the Local Group (LG) in a realistic large-scale environment and allow us to assess how representative is the LG, arguably the best place to assess the past of small and old galaxies.

The work presented here follow the lines of previous studies made by e.g. Weinmann et al. (2007) or Dixon et al. (2017) who used radiative transfer post-processing of pre-existing simulations. It also complements Alvarez et al. (2009) and Li et al. (2014) who focused on scales and masses relevant for massive galaxies or clusters, using a semi-numerical methodology: thanks to the scales explored here ($64h^{-1}$ Mpc box size sampled at a kpc resolution) we focus on smaller objects with masses between $10^8 M_\odot$ and $10^{13} M_\odot$. Our methodology is also similar to Ocvirk et al. (2014) on the LG Reionization. However, the current letter reassess this work by including the LG environment and by comparing it to the full population of galaxies.

We first present our set of simulations and the analysis performed. We then describe the times and duration of reionizations for our simulated population of galaxies before discussing the case of the LG. Future investigations routes are then presented.

2. METHODS

2.1. Initial Conditions

The CLUES initial conditions used here assume a WMAP 5 cosmology ($\Omega_m = 0.279$, $\Omega_v = 0.721$, $H_0 = 70$ km/s/Mpc, Hinshaw et al. (2009)). They cover a 64 Mpc/h comoving volume with 2048^3 grid cells and particles. The initial phases were chosen to produce an analog of the Local Universe at $z=0$ (see Gottloeber et al. (2010), Iliev et al. (2011)) providing a Milky Way (MW)-M31 pair with the right mass range and separation in the proper large scale environment. These choices were motivated by future comparisons with the CODA I simulation (Ocvirk et al. 2016) which used the same initial conditions.

2.2. Simulations

The $z > 6$ predictions of this project were produced by the AMR simulation code EMMA (Aubert et al. 2015). It tracks the coupled collisionless dynamics, hydrodynamics and radiative transfer and includes standard sub-grid models for star formation and supernovae feedback (Rasera & Teyssier (2006), Deparis et al. (2017), submitted).

Space is sampled on a 2048^3 grid that gets refined if it contains more than 8 DM particles. The grid is prevented to refine to physical resolutions smaller than 500 pc, corresponding to 3 additional levels of refinement by $z=6$: the actual number of cells is then multiplied by 2.1, i.e. 18 billions cells.

Star formation is triggered if the gas overdensity in a cell is greater than 50, ensuring that first stellar particles appears at $z \sim 19$: once enabled, the star formation pro-

ceeds according to a Schmidt-Kenicutt Law with an efficiency of 1% (see Raser & Teysier (2006), Deparis et al. (2017) subm.). The stellar particles mass is $7 \times 10^4 M_\odot$. They produce ionizing photons according to a Starburst 99 population model (Leitherer et al. 1999) with a Top-Heavy IMF and $0.05 Z_\odot$ metallicity : the corresponding emissivity is 1.5×10^{17} ionising photons/sec/stellar kg for 3×10^6 years followed by an exponential decrease. Furthermore, an in-situ 20% escape fraction is applied to compute the actual number of photons released in a simulation cell: it ensures a complete reionization at $z \sim 6$. Radiation is propagated using the M1 radiative transfer method with a reduced speed of light $c_{\text{sim}} = 0.1$. Mechanical feedback is enabled and a typical energy of 9.8×10^{11} J/stellar kg is released in the surrounding gas after 15×10^6 years: 1/3 via thermal energy, 2/3 via kinetic winds. At $z=6$, 120×10^6 stellar particles are present.

The CODA I-AMR simulation required 32768 CPUs and 4096 graphics devices (GPUs) on the TITAN (ORNL/DOE) supercomputer. The EMMA code uses GPUs to accelerate the hydrodynamics and the radiative transfer: these modules are respectively 25 and 15 times faster on GPU than a single CPU core.

The CODA I-AMR simulation reached $z = 6$: it presents a reionization epoch consistent with CMB constraints (Planck Collaboration et al. 2015) but with a residual neutral fraction at lower levels than expected from quasars data (Fan et al. (2006), see Fig. 1). The average star formation history is consistent with formation models obtained from the evolution of the high- z UV luminosity function (Bouwens et al. 2014; Finkelstein et al. 2015).

The properties of $z=0$ halos are obtained from a pure dark-matter Gadget simulation (Springel 2005), using the same initial conditions. Halos were identified using a FOF algorithm with a 0.2 linking length and minimal number of particles of 10, leading to ~ 20 millions structures identified at $z=0$. The smallest FOF objects detected in the Gadget simulation weighs $2.4 \times 10^7 M_\odot$. Merger trees were also produced to connect $z=0$ halos to their progenitors during the EoR.

2.3. Reionization maps

Reionization maps are built from the ionisation state of hydrogen : this quantity is computed self-consistently in CODA I-AMR and we define the reionization time as the instant when a cell crosses the 0.5 ionized fraction threshold for the first time. The end result is a 3D field, $t_{\text{reion}}(x, y, z)$, sampled using 2048^3 pixels corresponding to the base resolution of our simulations (see Fig. 2). When compared to the Gadget halo distribution at $z=6$,

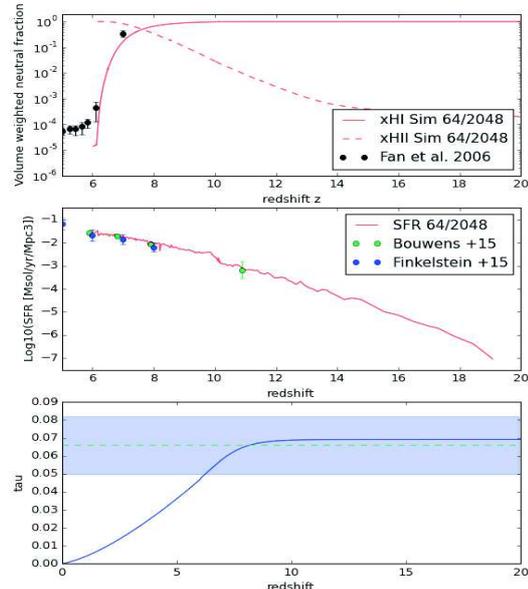


Figure 1. The global average properties of the simulations. From top to bottom : the volume averaged ionization/neutral fraction history, the cosmic star formation rate and the CMB thomson scattering optical depth.

a clear correlation can be seen with the CODA I-AMR reionization map : halos are found at the center of ionization patches and their spatial distribution matches the topology of $t_{\text{reion}}(x, y, z)$.

This map is computed on the fly by EMMA with a time resolution driven by hydrodynamical processes. However due to memory management issues, this procedure had to be stopped at $z=8$ and reionization redshifts were computed from snapshots for the latest stages of the Reionization. At worse the time resolution is 1.4 Myrs at $z=6$.

Because the simulations do not resolve scales that can be self-shielded, 'galaxy reionization times' should conservatively be understood as 'galaxy environment' times hereafter. Likewise assigning a t_{reion} to a galaxy is in fact assigning this value to patch surrounding this object.

2.4. Progenitor-based predictions

This set of predictions is obtained from merger-trees of the DM-only simulation: they give access to $z > 6$ positions \vec{x}_{mm} of the most-massive (mm) progenitors of $z=0$ halos. Starting from $z = 20$, we look for the earliest step in the merger tree when the most massive progenitor of a halo belongs to an ionized cell. This step has a redshift z_R and the reionization time of a $z = 0$ halo is

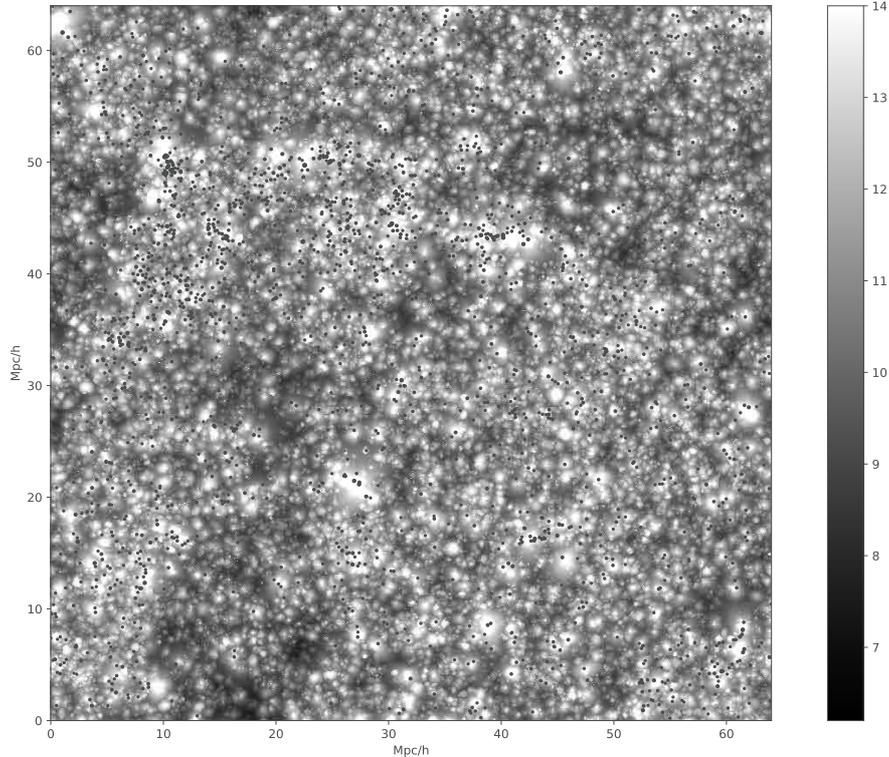


Figure 2. The projected spatial distribution of the 2000 most massive halos from the DM Gadget simulation at $z=6$ (symbols) and the EMMA maximum value for the reionization redshift found along the projection axis.

given by

$$t_{\text{prog}} = t_{\text{reion}}(\vec{x}_{\text{mmR}}), \quad (1)$$

where \vec{x}_{mmR} is the center-of-mass position of the most massive progenitor of this halo at $z = z_R$.

A halo is assigned a Reionization time only if it has a progenitor at $z > 6$: this is not the case for halos that emerged after $z = 6$ or not detected by the FOF. However this procedure guarantees that t_{prog} is set by material already in place in the structure by $z > 6$.

2.5. Particle-based predictions

This set of predictions is based on the halo-membership of each DM particle at $z=0$. Once the list of particles that belong to a $z=0$ halo is established, their positions at $z > 6$ can be traced-back from snapshots and each particle is then being assigned a reionization time: it is defined as the earliest time $t(z_R)$ at which a particle belongs to an ionized cell in the reionization map. An

average particle-based $\langle t_{\text{part}} \rangle$ is assigned to each halo:

$$\langle t_{\text{part}} \rangle = \frac{\sum_{\vec{x}_{p0} \in \text{halo}} t_{\text{reion}}(\vec{x}_{pR})}{\sum_{\vec{x}_{p0} \in \text{halo}} 1}, \quad (2)$$

where \vec{x}_{p0} and \vec{x}_{pR} are the $z = 0$ and $z = z_R$ particles positions.

This procedure is more difficult to set up as it requires to cross-match 8×10^9 DM particles with $\sim 20 \times 10^6$ $z=0$ halos to assign particles to their halos. However this technique assigns reionization times to all $z=0$ haloes, even the smallest ones. On the other hand, these reionization times drift to later times since diffuse material, presumably reionized at later times and/or accreted after the Reionization, is taken into account.

3. RESULTS

3.1. Reionization times

The Reionization times of $z=0$ halos are shown in Fig. 3. Depending on the methodology used, galaxies with $M_{z=0} > 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$ reionize up to 500 Myrs

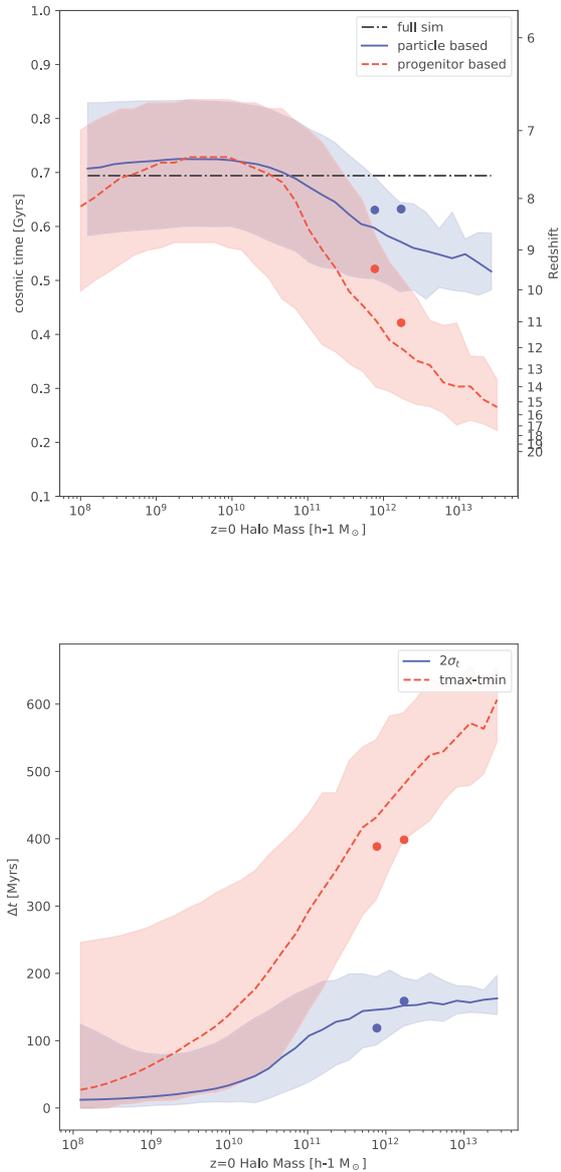


Figure 3. *Top:* The reionization time as a function of $z=0$ halo mass. The full volume reaches $x_{HI} = 0.5$ at $z \sim 7.8$ (dashed line). *Bottom:* The intrinsic duration of reionization Δt as a function of the halo mass. In both panels, lines stand for the median value within each bin of mass and shaded area cover the 5% – 95% percentiles. Dots stand for the measured values for the MW-M31 system analog. See text for the definitions of the different types of measurements.

earlier than the full volume. In this mass range, the more massive the galaxies, the earlier they are reionized as expected since they host intense sources or are close to them in dense environments. At the lower masses

($M_{z=0} < 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$) the Reionization time becomes typically consistent with the global one. The median time is slightly later than the global one : objects among this population are faint or even star-less and must be externally reionized. Being dense, it takes more time to reionize them than for the IGM. Nevertheless, the scatter is significant from halo to halo (~ 250 Myrs 5%-95% percentile).

The two methodologies return consistent results but with differences. The progenitor-based technique guarantees that an object is already present at high z : it returns the reionization redshift of the oldest material of a $z=0$ halo, thus explaining why it consistently returns lower t_{reion} . On the other hand it requires that FOF objects pre-exist at $z > 6$, biasing the sample of halos: a $10^8 h^{-1} M_{\odot}$ halo at $z=0$ must have peculiar accretion rates to have a $z > 6$ progenitor and still be light at $z=0$. The dip in reionization times at the low mass end confirms this and by eye inspection, these objects are located in high-density regions, thus explaining their low t_{reion} . It could also indicate that these objects were more massive in the past and were stripped : these low-mass objects are being assigned t_{reion} typical of more massive objects.

The particle-based methodology suffers less from this bias because all $z=0$ halos are considered : the t_{reion} dip at the low-mass end disappears. It returns lower reionization redshifts for $M_{z=0} > 10^{11} M_{\odot}$, resulting from a fraction of material in halos at $z=0$ that was part of the diffuse matter in the IGM and was reionized at later times.

Li et al. (2014) found that $10^{12} h^{-1} M_{\odot}$ galaxies tend to reionize earlier than the IGM with $\Delta z \sim 1 \pm 1$ whereas we find earlier Reionization times for the same class of objects with $\Delta z \sim 1.5 \pm 1.5$ (particle-based) or $\Delta z \sim 4.5 \pm 3$ (progenitor-based). The differences could be related to methodologies : for instance they extrapolate reionization times using $z=0$ halos positions whereas we use $z > 6$ progenitors or particle positions. While their approximation is appropriate for halo masses with $> 10^{13} M_{\odot}$, we found that $z=0$ positions are a poor approximation of the actual halo position at high z when less massive objects are considered. Their reionization times closer to the global one could be a sign of ‘signal dilution’ at the lower-end of their probed range of halo mass.

3.2. Durations of reionizations

Using the particles reionization times, we can investigate the intrinsic reionization duration Δt of t_{reion} within halos : its dependance on halo mass is shown in Fig. 3. $\Delta t_{2\sigma}$ is computed from the r.m.s of par-

ticle reionization times within a halo, using $\Delta t_{2\sigma} = (\langle t_{\text{part}} \rangle + \sigma) - (\langle t_{\text{part}} \rangle - \sigma)$.

$\Delta t_{2\sigma}$ increases with the halo mass with typical values of ~ 120 Myrs for $M_{z=0} > 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$. For $10^{12} h^{-1} M_{\odot}$, reionization durations as long as 180 Myrs or as short as 60 Myrs can be found. Ocvirk et al. (2014) made similar measurements on subhaloes of M31-MW analogs and the current results are consistent with their SPH model that shares a similar emissivity for the sources: the 120 Myrs duration found here is typical of their Reionization in isolation models, where an inside-out Reionization proceeds from the inner regions of a galaxy to its outskirts. Meanwhile the shortest $\Delta t_{2\sigma} = 60$ Myrs values are typical of their external reionization scenario, where a nearby bright source ‘flashes’ the object. The scatter seen here would be a reflection of diverse environmental properties.

For $M_{z=0} > 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$, the typical values found for $\Delta t_{2\sigma}$ are comparable to the halo-to-halo scatter of t_{reion} and are likely to be lower bound values since self-shielding is not fully taken into account at our resolution. It’s consistent with findings of Alvarez et al. (2009) and Li et al. (2014) for more massive objects. Within a halo the Reionization is not instantaneous : it should be accounted by any model that includes the impact of local Reionization histories on stellar populations.

At low mass end, $M_{z=0} < 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$, objects have $\Delta t_{2\sigma} \sim 0$. It corresponds to the extreme case of fast external reionizations or objects small enough to fit within a single cell of the Reionization map (the $30 h^{-1}$ comoving kpc resolution corresponds to the virial radius of a $\sim 10^9 h^{-1} M_{\odot}$ halo). The scatter increases toward the low mass end but these objects sampled with a small number of cells or particles (40 particles for $10^8 h^{-1} M_{\odot}$) are poorly resolved by the AMR code. Their radiative environment history is not fully captured, with greater errors in the estimate of $\Delta t_{2\sigma}$.

Note that $\Delta t_{2\sigma}$ is an estimate of the duration to reionize most of the particles but time differences within a halo can be even greater. The time difference $\Delta t_{\text{max-min}}$ between the first and the last particle to reionize is also given in Fig. 3. The most massive halos in our sample can have $\Delta t_{\text{max-min}} = 600$ Myrs and thus contain material that saw its environment reionize at very different stages.

Lighter haloes have shorter $\Delta t_{\text{max-min}}$ with $\Delta t_{\text{max-min}} \sim 400$ Myrs for $10^{12} h^{-1} M_{\odot}$ and $\Delta t_{\text{max-min}} < 100$ Myrs for $M < 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$. For this lightest class of objects, one can note that significant outliers are present, with $\Delta t_{\text{max-min}} \sim 200$ Myrs when the median value is closer to 20 Myrs.

3.3. The case of the Local Group

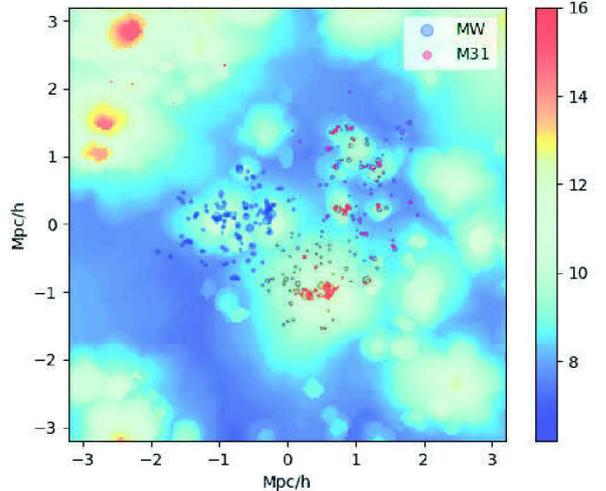


Figure 4. The EMMA reionization map around the LG (background field) and the location of GADGET halo progenitors at $z=10.8$ for the M31 and MW analogs (symbols). The size of the symbols are proportional to their masses. The background colors encode the reionization redshift.

The CLUES ICs lead to an analog of the LG at $z=0$ with two galaxies similar to the MW ($M_{z=0} = 7.7 \times 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$) and M31 ($M_{z=0} = 1.7 \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$) in the proper large-scale environment.

Fig. 4 shows the $z=10.8$ positions of their progenitors within the reionization map. The MW environment reionized in a compact fashion. Meanwhile M31 reionization pattern consists of several disconnected islands, reflecting the complex and extended distribution of progenitors at these times. Both objects reionized in isolation relative to each other: the patches are easily identified and disconnected. Ocvirk & Aubert (2011) and Gillet et al. (2015) predicted that it should lead to more extended radial distribution of satellites at $z=0$ compared to models without radiative transfer. The LG also reionized in isolation relative to the large scale environment, as no front sweep the region.

In fig. 3, their reionization times and durations are shown for each of the estimators. According to the progenitor-based method, M31 environment reionized earlier ($z = 11$) than for MW ($z = 9.8$), in accordance with the measured trend where more massive haloes start their reionization earlier. Meanwhile the particle-based method indicates that both objects reionized at the same time, at $z = 8.2$: since these two objects are spatially close, it is not surprising that their lagrangian

environments reionized simultaneously. For both estimators, these two galaxies are typical of their respective class of masses, albeit on the 'late reionization' side of the distribution.

Regarding durations, $\Delta t_{2\sigma}$ are typical of the global distribution, between 100 and 150 Myrs. $\Delta t_{max-min} \sim 400$ Myrs are similar for the two objects, an indication that their environments share similar extreme values for reionization times, presumably because of their closeness : it puts M31 reionization history among the most compact ones of its class of masses, maybe due to the proximity of the MW.

The particle-based durations and times are consistent with the partially suppressed model of Dixon et al. (2017) on the LG satellites, thus suggesting a modest but non-nil contribution of the low mass galaxies $M < 10^9 h^{-1} M_{\odot}$ to the Reionization in the CODA I-AMR.

4. PROSPECTS

The CODA I-AMR simulation and its combination to a CLUES DM simulation are the results of a long-term development strategy and challenging productions runs. Taken in conjunction with previous works, our results establish further the picture of an early, diverse and not instantaneous Reionization as seen by galaxies.

The models can be improved. For example, the inclusion of AGNs would lead to another sources of environmental fluctuations (see e.g. Chardin et al. (2015)), whereas models for star formation driven e.g. by molecular or metal cooling (see e.g. Wise & Cen (2009)) could

modify the distribution of photons production among the halo classes. Likewise the volumes probed here are known to limit the representativity of HII regions sizes (see e.g. Iliev et al. (2006)) and underestimate the spatial fluctuation levels of Reionization fields. Also, the LG members reionized in isolation but it can be tested further using updated sets of constrained ICs (e.g. Carlesi et al. (2017)). These effects can modify our quantitative predictions, but we don't expect them to alter substantially our predictions.

Future investigations will include the environmental dependence of our results, as we expect field galaxies to experience the Reionization differently than members of groups or clusters. We also aim at investigating the detailed structure of the Reionization within haloes, with a focus on the impact on LG satellites.

PO and ND acknowledges support from the French ANR funded project ORAGE (ANR-14-CE33-0016). PRS acknowledges the grant support of NSF AST-1009799, NASA NNX11AE09G, and DOE INCITE 2016 Award AST031 on the Titan supercomputer at Oak Ridge National Laboratory. II is supported by the Science and Technology Facilities Council [grant numbers ST/F002858/1 and ST/I000976/1] and The Southeast Physics Network (SEPNet). The CoDA I-DM2048 simulation has been performed at LRZ Munich. GY would like to thank MINECO/FEDER (Spain) for financial support under research grant AYA2015-63810-P.

REFERENCES

- Alvarez, M. A., Busha, M., Abel, T., & Wechsler, R. H. 2009, *ApJL*, 703, L167
- Aubert, D., Deparis, N., & Ocvirk, P. 2015, *MNRAS*, 454, 1012
- Bouwens, R. J., Bradley, L., Zitrin, A., et al. 2014, *ApJ*, 795, 126
- Brown, T. M., Tumlinson, J., Geha, M., et al. 2014, *ApJ*, 796, 91
- Busha, M. T., Alvarez, M. A., Wechsler, R. H., Abel, T., & Strigari, L. E. 2010, *ApJ*, 710, 408
- Carlesi, E., Hoffman, Y., Sorce, J., & Gottlber, S., 2017, *MNRAS*, 465, 4886
- Chardin, J., Haehnelt, M. G., Aubert, D., & Puchwein, E. 2015, *MNRAS*, 453, 2943
- D'Aloisio, A., McQuinn, M., Trac, H. 2015, *ApJL*, 813, L38
- Davies, F. B. and Furlanetto, S. R., *MNRAS*, 460, 1328
- Deparis, N., Aubert, D., Ocvirk, P., & Gillet, N. 2017, submitted,
- Dixon, K., Iliev, I., Gottlöber, S. Yepes, G. ,et al. 2017, arXiv:1703.06140
- Fan, X., Carilli, C. L., & Keating, B. 2006, *ARA&A*, 44, 415.
- Finkelstein, S. L., Ryan, Jr., R. E., Papovich, C., et al. 2015, *ApJ*, 810, 71
- Gillet, N., Ocvirk, P., Aubert, D., et al. 2015, *ApJ*, 800, 34
- Gottloeber, S., Hoffman, Y., & Yepes, G. 2010, *ArXiv e-prints*, arXiv:1005.2687
- Hinshaw, G., Weiland, J. L., Hill, R. S., et al. 2009, *ApJS*, 180, 225
- Iliev, I. T., Mellema, G., Pen, U.-L., et al. 2006, *MNRAS*, 369, 1625
- Iliev, I. T., Moore, B., Gottlöber, S., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 2093

- Koposov, S. E., Yoo, J., Rix, H.-W., et al. 2009, *ApJ*, 696, 2179
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 3.
- Li, T. Y., Alvarez, M. A., Wechsler, R. H., & Abel, T. 2014, *ApJ*, 785, 134
- Ocvirk, P., & Aubert, D. 2011, *MNRAS*, 417, L93
- Ocvirk, P., Gillet, N., Aubert, D., et al. 2014, *ApJ*, 794, 20
- Ocvirk, P., Gillet, N., Shapiro, P. R., et al. 2016, *MNRAS*, 463, 1462
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2015, *ArXiv e-prints*, 1502, arXiv:1502.01589.
- Rasera, Y., & Teyssier, R., 2006, *A&A*, 445,1
- Springel, V. 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Weinmann, S., Maccio, A., Iliev, I., et al. 2007, *MNRAS*, 381,367
- Wise, J. H., & Cen, R. 2009, *ApJ*, 693, 984

e

PROCEEDING N°1

STELLAR FEEDBACK DURING THE REIONIZATION WITH EMMA

N. Deparis¹, D. Aubert¹ and P. Ocvirk¹

Abstract. Stellar feedback during the epoch of reionization is a complex problem that is far to be fully understood. The apparition of first stars in the Universe involves highly nonlinear processes that are studied using numerical simulations. We present here a model of star formation, radiation and supernovae feedback, implemented in a new AMR code with fully coupled radiative-hydrodynamic named EMMA. We present a preliminary study concerning the flow of matter and radiation passing through the virial sphere of each halos. We found a class of low-mass halo (less than $10^9 M_\odot$) getting at the same time gas outflow and radiative inflow, suggesting a photo-heating effect.

Keywords: cosmology: dark ages, reionization, first stars - methods: numerical

1 Introduction

Star formation and feedback involve some complex coupling between stars and the intergalactic medium (IGM). By its presence, a star will modify its neighborhood, and then change the state of the medium where futures generation of stars will born. To study this highly nonlinear coupling, we use numerical simulations. Different ways has been explored to implement star formation and feedback (Springel & Hernquist (2003), Stinson et al. (2006), Dubois & Teyssier (2008), Dalla Vecchia & Schaye (2012)). We present one model of star formation, radiative feedback, and supernovae feedback implemented in EMMA (Aubert et al. 2015).

During our calibration process, we found that the mass of stellar particle has a drastic effect on how the radiation escapes halos and thus on the reionization history of the simulation. This variation could totally change our interpretation of the simulation, and with the introduction of radiation, we need to take some extra precaution before making conclusions. We also investigate how stellar feedback influences the flow of matter and radiation escaping or falling back around each halo.

2 EMMA

EMMA is written with the goal of studying the Epoch of Reionization. A full description of the code is given in Aubert et al. (2015), but we briefly summarize it in this section. It follows the evolution of three distinct physics: dark matter (DM), gas, and light in a fully coupled way.

EMMA uses a fully treated tree adaptive mesh refinement (AMR) description. Collisionless dynamics – dark matter and stars – use a particle based representation. A cloud in cell (CIC) projection is used to determined gravitational density field from particles. The Poisson equation is solved using a multigrid relaxation method on the base level, and a Gauss-Seidel relaxation on the sub levels. Hydrodynamics solver is based on a piecewise linear method a la MUSCL-Hancock driven by HLLC Riemann solvers. Finally, the radiation propagation is solved using a moment-based description, with the M1 closure approximation. The chemistry module only computes the cooling and ionization processes of atomic hydrogen in the current version.

¹ Observatoire Astronomique de Strasbourg, CNRS UMR 7550, Universite de Strasbourg, Strasbourg, France

3 Stellar formation and feedback model

The first part of the stellar models is the star formation process, which occurs in three steps. First, we need to define which region are allowed to form stars, then quantify the amount of gas to convert into stars, and do this conversion.

To flag stars forming regions, we use a simple density threshold.

Some authors use much more complex star formation criterion (see eg Kay et al. (2002) for a detailed comparison about star formation criterion). After some tests, we conclude that at the considered scales (our common resolution is around 1kpc), other criteria (like Jeans unstable or convergent flow) do not make a real difference. This behavior is not true anymore for simulations with sub-galactic scale resolution.

We then compute the star formation rate (SFR) of all the flagged region using a simple Schmidt-Kennicutt observational law (Kennicutt 1998) based on the local gas density :

$$\text{SFR} \propto \rho_{gas}^{1.5}. \quad (3.1)$$

We now have the amount of gas to convert into stars. This conversion consists of taking some gas on the grid and convert it into a particle. A newly formed stellar particle can only have a discrete mass depending on a user parameter. For numerical reasons, we use a quantum based description of stellar particles. To go from the continuous process of star formation to a discrete one in the simulation, we draw the number of particles to inject using a Poisson law (Rasera & Teyssier 2006).

Newly born stars will now start their radiative lives. To constrain the type and the amount of radiation stars will emit, we use the Starburst99 model (Leitherer et al. (1999)). It gives us access to the emissivity spectrum of a stellar population of a given initial mass function (IMF). In this study, we use a Top Heavy IMF and a metallicity of $Z=0.001$.

During our calibration process, we observed a strong dependence of the stellar quantum mass on the reionization history. We observe that injecting one unit of stellar mass is much more efficient – regarding ionization processes – than injecting eight times one eighth of this mass. It seems that the radiation cannot escape from cells containing low mass stars. We made the experiment of executing two runs, one with the recombination processes shut down in cells containing stars, and another one where we let the recombination happen normally. We do this experiment for different stellar masses and observe that for low stellar particle masses ($10^3 M_\odot$), reionization histories of runs with free recombination processes, are late compared to constrained one. There is no difference for runs with high stellar masses ($7.10^4 M_\odot$). In this study, we choose to use heavy stellar particles and let the recombination happen normally.

After 17Myrs, stars explode in supernovae, injecting $9.7 \cdot 10^{11} \text{J.kg}^{-1}$, and returning 52% of his mass to the IGM. We can either inject the available energy by heating the medium around the explosion or by modifying its velocity. The thermal energy injection is known to be inefficient due to the efficiency of cooling processes. So we developed a kinetic model which inject the energy by the intermediate of ejecta, and by computing the momentum balance in the cell.

4 Halo flow

We develop a tool to analyze what is falling on halos and what is escaping from halos either baryonic matter or radiation. For each halo, we draw a virtual sphere, discretized with Healpix, with a radius corresponding to the associated virial radius and centered on the mass center. The net flow is then compute using :

$$F = \sum_{i=1}^N \vec{f}_i \cdot \vec{r}_i, \quad (4.1)$$

with N the number of Healpix point (3072 in this case), \vec{r}_i the radial unit vector at point i and \vec{f}_i the flow of the nearest cell. Normal is oriented outward, so positive values go for outflow and negatives one for inflow. The motion of the center of mass of halos is compensated to reduce environmental effects.

4.1 Hydrodynamical flow

Fig. 1 present results for hydrodynamical flows in a 12 cMpc^3 simulation. This simulation run with a Planck cosmology (Planck Collaboration et al. 2015), and use 256^3 dark matter particles for a mass resolution of

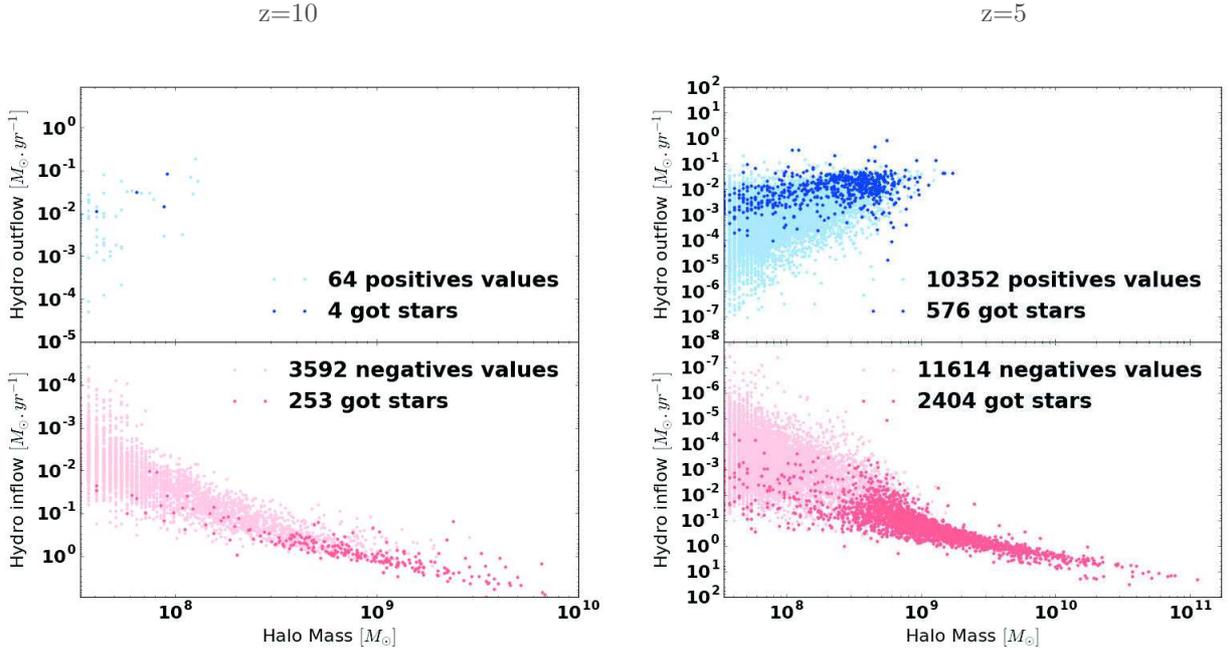


Fig. 1. Hydrodynamical flow of halos at redshift 10 (left) and redshift 5 (right). Positives values are for outflow, dark dots represents halos without stars, light dots represents halos with stars. There is much more low mass halos with gas outflow at $z=5$ than at $z=10$. Feedback push the baryon outside of lightest halos, who do not have enough gravitational potential to keep their gas inside their virial radius.

$3.4 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Mesh refinement is allowed until resolution reach 500pc. Stellar quantum mass is set to $7.2 \cdot 10^4 M_{\odot}$. Results are presented at redshift 10 and 5. We see the apparition of a population of low mass halos that get outflow at $z=5$. This population is not present at $z=10$. We see here the baryon escaping from low mass halos that do not have enough gravitational potential to hold their gas, heated by radiation or pushed by supernovae feedback. We made the same run excepting that source does not radiate, and this population was considerably reduced (not shown here). We conclude that this effect is at least partially due to radiative feedback. Moreover, this effect became much stronger after the reionization. So, it suggests an outside-in effect. Galaxies get internal radiative sources, even after the end of the reionization, so if the apparition of this population was due to an inside-out effect, it should be present even before the end of the reionization.

4.2 Radiative flow and escape fraction

The left panel of Fig. 2 present the radiative flow obtain in a $12 \text{ cMpc}^3 - 256^3$ simulation at redshift 5. We see a relation between halo masses and outflow quantities: the more the halo is massive, the more it will emit light. Surprisingly, we see a population of halos without stars, with radiative outflow. We are not able to explain it at this time. However, there is a population of halos less massive than $10^{10} M_{\odot}$ with radiative inflow. The majority (60%) of theses get stars, but still get more radiation from outside sources than from their inner one. Moreover, there is no halos of more than $10^{10} M_{\odot}$ with net inflow.

Knowing the age of stars belonging to a halo, we can compute the number of photons produced within its virial radius. Right panel of Fig. 2 present the ratio between the number of photons passing through the R200 over the number of photons injected in the halo by stars. To do this computation for each halo, we only get positives value, corresponding to outflow, on its respective Healpix sphere.

We see that the observed escape fraction tends to be low for low mass halos, presents a maximum for halos around $10^{10} M_{\odot}$, and decrease for heavier halos. The peak value seems to be at the same mass independently of considered redshift. Halos around the peak value, tend to have an escape fraction increasing with time. It may be due to the increasing ionization fraction around halos, letting the radiation escaping.

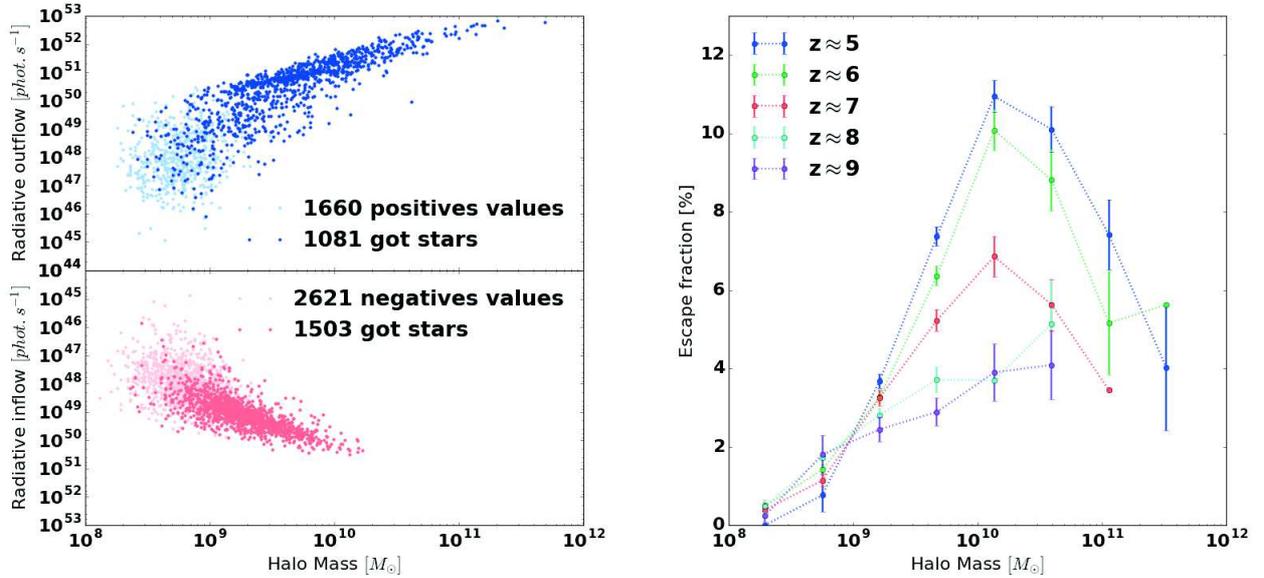


Fig. 2. Radiative flow function of halo mass at redshift 5 (left) and escape fraction function of halo mass function of redshift (right). Dark dots represents halos without stars, light dots represents halos with stars.; We observe a population of low mass halos with radiative inflow and a maximum in the escape fraction for halos around $10^{10}M_{\odot}$.

5 Perspectives

We began to compare halo that get hydrodynamical outflow, and the ones with radiative inflow, to explore the link between these two populations. The goal is to understand if the photo-heating effect can reduce the SFR in low mass halo by pushing baryons out of their virial radius. This study will also be executed on more resolved boxes to increase the resolution of low mass halos, and on bigger boxes to study the influence of bigger halo.

The momentum based method used for supernovae feedback in this study is revealed to be inefficient to regulate star formation. We are currently working on implementing an other scheme for kinetic energy injection, using winds instead of ejecta. This new scheme can change the interpretation of our results as it can modify the amount of gas outflowing from halos and change the way radiation escapes.

6 Acknowledgment

This work is supported by the ANR ORAGE grant ANR-14-CE33-0016 of the French Agence Nationale de la Recherche.

References

- Aubert, D., Deharis, N., & Ocvirk, P. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 454, 1012
- Dalla Vecchia, C. & Schaye, J. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 426, 140
- Dubois, Y. & Teyssier, R. 2008, in *Supernova Feedback in Galaxy Formation*, Vol. 390, 388
- Kay, S. T., Pearce, F. R., Frenk, C. S., & Jenkins, A. 2002, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 330, 113
- Kennicutt, J. 1998, *The Astrophysical Journal*, 498, 541, arXiv: astro-ph/9712213
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 123, 3
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2015, *ArXiv e-prints*, 1502, arXiv:1502.01589
- Rasera, Y. & Teyssier, R. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 445, 1
- Springel, V. & Hernquist, L. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 339, 289
- Stinson, G., Seth, A., Katz, N., et al. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 373, 1074

PROCEEDING N°2

f

Immersive 3D Visualization of Astronomical Data

A. Schaaff,¹ J. Berthier,² J. Da Rocha,³ N. Deparis,¹ S. Derriere,¹ P. Gaultier,⁴
R. Houpin,⁵ J. Normand,² and P. Ocvirk¹

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

²*IMCCE, Observatoire de Paris, CNRS*

³*IUT Charlemagne, Nancy*

³*ENSIIE, Strasbourg*

³*Telecom Nancy*

Abstract. The immersive-3D visualization, or Virtual Reality in our study, was previously dedicated to specific uses (research, flight simulators, etc.) The investment in infrastructure and its cost was reserved to large laboratories or companies. Lately we saw the development of immersive-3D masks intended for wide distribution, for example the Oculus Rift and the Sony Morpheus projects. The usual reaction is to say that these tools are primarily intended for games since it is easy to imagine a player in a virtual environment and the added value to conventional 2D screens. Yet it is likely that there are many applications in the professional field if these tools are becoming common.

Introducing this technology into existing applications or new developments makes sense only if interest is properly evaluated. The use in Astronomy is clear for education, it is easy to imagine mobile and light planetariums or to reproduce poorly accessible environments (e.g., large instruments). In contrast, in the field of professional astronomy the use is probably less obvious and it requires to conduct studies to determine the most appropriate ones and to assess the contributions compared to the other display modes.

1. Introduction

We began our work by looking for interesting use cases. We used the first version of the SDK Oculus Rift to achieve the first prototypes to gain the necessary experience with such tools. We have developed both with a framework, Unity in C#, with the Irrlicht 3D engine in C++ and directly with the Oculus libraries in C++ (OpenGL skills needed). This allowed us to assess the benefits in development time with frameworks but also to measure their limitations. As it was something completely different from our other developments, it was necessary to start with a study to select a few use cases and to answer a few questions: which audience?, which kind of data ?, which application?, how to use the Oculus ?, etc. It had to provide a benefit compared to a 2D or a 3D visualization on a 2D screen. To learn how the Oculus Rift works you can refer to <http://www.oculus.com/>. We also conducted a development around SkyBot3D

(Berthier et al. 2006), a tool to explore the Solar System in 3D. We will explain how we have proceeded. We will present a review of this work both in terms of results and human investment in the project. This work is ongoing in the frame of our R&D actions (Schaaff et al. 2014).

2. Which audience ?

The expectations and the constraints are not the same for general public or education, and astronomers. In the first case, the immersive experience is already fun by itself with pretty images, it is not mandatory to respect scales, it is easy to find a compromise between performance and features, and at least it is a way to learn with fun. In the second case it must be relevant and bring an added value compared to another 2D/3D visualizations, the performances must fit with the needs (volume of data for example). It is better to find the right use cases and to focus on them. Our experiments dealt with both the two cases.

3. Which kind of data ?

In the professional field, visualization of data cubes (Fig. 1) appeared to us as an ideal candidate. The idea was to study what the navigation in this datasets could bring to the astronomers. The 2D visualization is poor, the 3D-like is better so what's the advantage for an immersive-3D? We worked with data cubes from High-resolution simulations of re-ionization of an Isolated Milky Way-M31 Galaxy Pair (Ocvirk et al. 2013). A 2D display hides a large part of the information; a 3D display (e.g., with Yorick) can bring a highlight of several details. Immersion in 3D with the ability to navigate in the cube offers new perspectives of interpretation. In the coming years the visualization of large datasets (volume and multi-dimensional) and the capacity to discover and understand from these datasets will be a real challenge (Donalek et al. 2014).

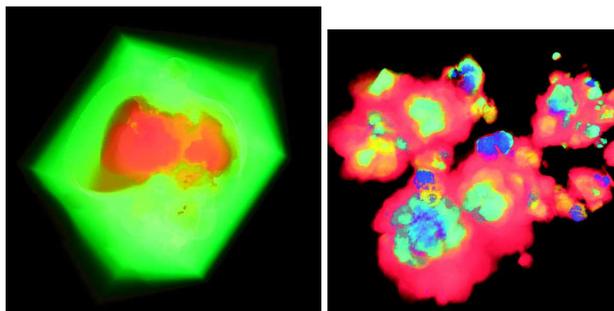


Figure 1. High-resolution Simulations of the Reionization of an Isolated Milky Way-M31 Galaxy Pair

4. Visualization of data cubes and performances

We have worked with 64^3 and 128^3 datacubes. In 2 to 3 years we should be confronted to 1024^3 and even 8192^3 for some parts of the simulation. And the multi-dimensional

aspect (temperature, density, velocity vector, ionized fraction, etc.) will also become crucial.

The volume to visualize becomes quickly a bottleneck and it is necessary to find solutions to keep a smooth navigation in the data. A common solution is to divide it with the Octree method. The scene to visualize is put in a cube which is divided in eight cubes which are also divided in eight cubes, etc. (Fig. 2). With this approach it is not necessary to manage everything; it becomes possible to visualize only the cubes which are really visible.

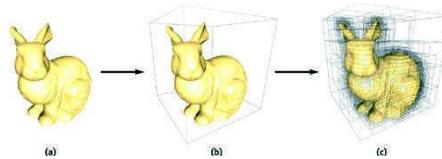


Figure 2. Octree principle (Credit: Wikipedia)

The Fig. 3 shows an example (a flat view and a view for the Oculus Rift) using the Octree method with a special rendering to show the cubes.

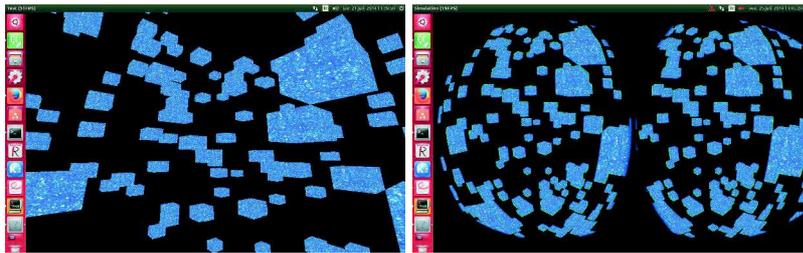


Figure 3. Simulation data visualization applying the Octree principle

5. Introducing the Oculus technology in existing applications

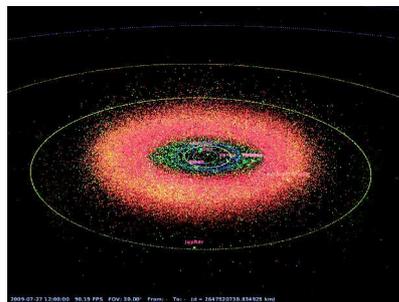


Figure 4. Skybot3D

An other side of our experiment was the introduction of the immersive-3D visualization in an existing application. The first step was to find the right application with

a possible added-value. An application using OpenGL was a plus. Skybot3D (Fig. 4) is an extension of the SkyBot service which contains the ephemeris of all the known solar system objects (more than 630,000 in Apr. 2014). The high accuracy ephemeris provided by Skybot3D makes it perfect for scientists to get quickly a snapshot of the solar system at a given epoch. In this application the visualization is based on OpenGL. The immersive-3D visualization allows the user to navigate into the solar system as on-board a spacecraft, to learn the 3D structure of the small solar system objects, and to visualize the various population classes of asteroids (e.g., NEAs, Trojans, Centaurs, KBOs, etc.) and comets. It took about four weeks of developer's time to add support for the Oculus in Skybot3D.

6. Conclusion

As we have developed prototypes both with a framework (Unity) and directly in C++, we have a few remarks concerning the skills needed to work in this domain. With an integrated framework it is relatively easy to develop quickly a prototype but it is limited because it is not easy to use it for dynamic visualization of the data. It is difficult to model the simulation as it will evolve depending on several parameters (e.g., time). In the second case, it is necessary to learn how to use OpenGL because it is the heart of the immersive-3D visualization. It is possible to develop quickly simple visualizations for Education or for the outreach of a project with a framework. We are continuing to work on the improvement of the performances and the strategies to be able to manage larger cubes of data. Concerning the visualization of data for astronomers it seems that it is better to develop directly in C++ with the Oculus libraries and with good skills in OpenGL. It becomes then possible to implement methods (like the Octree) to improve the capacity of large dataset visualization. Another important point is the ability to enrich this display by adding information (text display, highlighting specific areas, etc.). In addition to these early developments, we are continuing the study on the potential contributions in other fields (HEALPix surveys (Górski et al. 2005), catalogues, etc.).

References

- Berthier, J., et al. 2006, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XV*, edited by C. Gabriel, C. Arviset, D. Ponz, & S. Enrique, vol. 351 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 367
- Donalek, C., Djorgovski, S. G., Davidoff, S., Cioc, A., Wang, A., Longo, G., Norris, J. S., Zhang, J., Lawler, E., Yeh, S., Mahabal, A., Graham, M., & Drake, A. 2014, *ArXiv e-prints*. 1410.7670
- Górski, K. M., Hivon, E., Banday, A. J., Wandelt, B. D., Hansen, F. K., Reinecke, M., & Bartelmann, M. 2005, *ApJ*, 622, 759. [astro-ph/0409513](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0409513)
- Ocvirk, P., Aubert, D., Chardin, J., Knebe, A., Libeskind, N., Gottlöber, S., Yepes, G., & Hoffman, Y. 2013, *ApJ*, 777, 51. [1310.0009](https://arxiv.org/abs/1310.0009)
- Schaaff, A., Bisch, Y., Boch, T., Derriere, S., Fernique, P., Heckel, M., Houpin, R., & Viard, N. 2014, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII*, edited by N. Manset, & P. Forshay, vol. 485 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 235

BIBLIOGRAPHIE

- ALMA (*Atacama Large Millimeter Array*). URL : <http://www.eso.org/public/teles-instr/alma/>.
- ATHENA (*Advanced Telescope for High-ENergy Astrophysics*). URL : <https://athena.cnes.fr/>.
- ABEL, T., G. L. BRYAN et M. L. NORMAN (2002). « The Formation of the First Star in the Universe ». In : *Science* 295, p. 93–98. DOI : [10.1126/science.295.5552.93](https://doi.org/10.1126/science.295.5552.93). eprint : [astro-ph/0112088](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0112088).
- AGERTZ, O. et al. (2007). « Fundamental differences between SPH and grid methods ». In : *MNRAS* 380, p. 963–978. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2007.12183.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12183.x). eprint : [astro-ph/0610051](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0610051).
- AHN, K., I. T. ILIEV, P. R. SHAPIRO, G. MELLEMA, J. KODA et Y. MAO (2012). « Detecting the Rise and Fall of the First Stars by Their Impact on Cosmic Reionization ». In : *ApJ* 756, L16, p. L16. DOI : [10.1088/2041-8205/756/1/L16](https://doi.org/10.1088/2041-8205/756/1/L16). arXiv : [1206.5007](https://arxiv.org/abs/1206.5007).
- ALPHER, R. A., H. BETHE et G. GAMOW (1948). « The Origin of Chemical Elements ». In : *Phys. Rev.* 73 (7), p. 803–804. DOI : [10.1103/PhysRev.73.803](https://doi.org/10.1103/PhysRev.73.803). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.73.803>.
- AUBERT, Dominique, Nicolas DEPARIS et Pierre OCVIRK (2015). « EMMA : an adaptive mesh refinement cosmological simulation code with radiative transfer ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 454, p. 1012–1037. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/stv1896](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1896). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015MNRAS.454.1012A> (visité le 11/05/2016).
- AUBERT, Dominique et Romain TEYSSIER (2008). « A radiative transfer scheme for cosmological reionization based on a local Eddington tensor ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 387, p. 295–307. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2008.13223.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13223.x). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008MNRAS.387.295A> (visité le 26/01/2017).
- (2010). « Reionization Simulations Powered by Graphics Processing Units. I. On the Structure of the Ultraviolet Radiation Field ». In : *The Astrophysical Journal* 724, p. 244–266. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1088/0004-637X/724/1/244](https://doi.org/10.1088/0004-637X/724/1/244). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2010ApJ...724..244A> (visité le 10/02/2015).
- BARKANA, R. (2016). « The rise of the first stars : Supersonic streaming, radiative feedback, and 21-cm cosmology ». In : *Phys. Rep.* 645,

- p. 1–59. DOI : [10.1016/j.physrep.2016.06.006](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2016.06.006). arXiv : [1605.04357](https://arxiv.org/abs/1605.04357).
- BARKANA, R. et A. LOEB (2001). « In the beginning : the first sources of light and the reionization of the universe ». In : *Phys. Rep.* 349, p. 125–238. DOI : [10.1016/S0370-1573\(01\)00019-9](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(01)00019-9). eprint : [astro-ph/0010468](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0010468).
- BARNES, J. et P. HUT (1986). « A hierarchical $O(N \log N)$ force-calculation algorithm ». In : *Nature* 324, p. 446–449. DOI : [10.1038/324446a0](https://doi.org/10.1038/324446a0).
- BECKER, G. D. et J. S. BOLTON (2013). « New measurements of the ionizing ultraviolet background over $2 < z < 5$ and implications for hydrogen reionization ». In : *MNRAS* 436, p. 1023–1039. DOI : [10.1093/mnras/stt1610](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1610). arXiv : [1307.2259](https://arxiv.org/abs/1307.2259).
- BECKWITH, Steven V. W. et al. (2006). « The Hubble Ultra Deep Field ». In : *The Astronomical Journal* 132.5, p. 1729. URL : <http://stacks.iop.org/1538-3881/132/i=5/a=1729>.
- BÉDORF, J., E. GABUROV et S. PORTEGIES ZWART (2012). « Bonsai : A GPU Tree-Code ». In : *Advances in Computational Astrophysics : Methods, Tools, and Outcome*. Sous la dir. de R. CAPUZZO-DOLCETTA, M. LIMONGI et A. TORNAMBÈ. T. 453. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 325. arXiv : [1204.2280](https://arxiv.org/abs/1204.2280) [[astro-ph.IM](https://arxiv.org/abs/1204.2280)].
- BENSON, A. J., R. G. BOWER, C. S. FRENK, C. G. LACEY, C. M. BAUGH et S. COLE (2003). « What Shapes the Luminosity Function of Galaxies ? » In : *ApJ* 599, p. 38–49. DOI : [10.1086/379160](https://doi.org/10.1086/379160). eprint : [astro-ph/0302450](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0302450).
- BLANCHARD, A., D. VALLS-GABAUD et G. A. MAMON (1992). « The origin of the galaxy luminosity function and the thermal evolution of the intergalactic medium ». In : *A&A* 264, p. 365–378.
- BLONDIN, J. M., E. B. WRIGHT, K. J. BORKOWSKI et S. P. REYNOLDS (1998). « Transition to the Radiative Phase in Supernova Remnants ». In : *ApJ* 500, p. 342–354. DOI : [10.1086/305708](https://doi.org/10.1086/305708).
- BOUWENS, R. J., G. D. ILLINGWORTH, P. A. OESCH, J. CARUANA, B. HOLWERDA, R. SMIT et S. WILKINS (2015). « Reionization After Planck : The Derived Growth of the Cosmic Ionizing Emissivity Now Matches the Growth of the Galaxy UV Luminosity Density ». In : *ApJ* 811, 140, p. 140. DOI : [10.1088/0004-637X/811/2/140](https://doi.org/10.1088/0004-637X/811/2/140). arXiv : [1503.08228](https://arxiv.org/abs/1503.08228).
- BOUWENS, R. J., G. D. ILLINGWORTH, P. A. OESCH, J. CARUANA, B. HOLWERDA, R. SMIT et S. WILKINS (2015). « Reionization After Planck : The Derived Growth of the Cosmic Ionizing Emissivity Now Matches the Growth of the Galaxy UV Luminosity Density ». In : *The Astrophysical Journal* 811, p. 140. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1088/0004-637X/811/2/140](https://doi.org/10.1088/0004-637X/811/2/140). URL : <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2015ApJ...811..140B> (visité le 01/06/2016).
- BROMM, V. (2013). « Formation of the first stars ». In : *Reports on Progress in Physics* 76.11, 112901, p. 112901. DOI : [10.1088/0034-4885/76/11/112901](https://doi.org/10.1088/0034-4885/76/11/112901). arXiv : [1305.5178](https://arxiv.org/abs/1305.5178) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/1305.5178)].

- BROMM, V. et R. B. LARSON (2004). « The First Stars ». In : *ARA&A* 42, p. 79–118. DOI : [10.1146/annurev.astro.42.053102.134034](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.42.053102.134034). eprint : [astro-ph/0311019](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0311019).
- BRUZUAL, G. et S. CHARLOT (2003). « Stellar population synthesis at the resolution of 2003 ». In : *MNRAS* 344, p. 1000–1028. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2003.06897.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06897.x). eprint : [astro-ph/0309134](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0309134).
- BRYAN, Greg L. et al. (2014). « ENZO : An Adaptive Mesh Refinement Code for Astrophysics ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 211, p. 19. ISSN : 0067-0049. DOI : [10.1088/0067-0049/211/2/19](https://doi.org/10.1088/0067-0049/211/2/19). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJS...211...19B> (visité le 28/07/2015).
- CHABRIER, G. (2003). « Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function ». In : *PASP* 115, p. 763–795. DOI : [10.1086/376392](https://doi.org/10.1086/376392). eprint : [astro-ph/0304382](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0304382).
- CHARDIN, J., D. AUBERT et P. OCVIRK (2012). « A study of simulated reionization histories with merger trees of HII regions ». In : *A&A* 548, A9, A9. DOI : [10.1051/0004-6361/201219992](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219992). arXiv : [1210.1445](https://arxiv.org/abs/1210.1445).
- CHARDIN, Jonathan, Ewald PUCHWEIN et Martin G. HAEHNELT (2017). « Large-scale opacity fluctuations in the Ly α forest : evidence for QSOs dominating the ionizing UV background at $z \sim 5.5$ -6? ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 465, p. 3429–3445. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/stw2943](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2943). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2017MNRAS...465..3429C> (visité le 25/01/2017).
- CHEVALIER, R. A. (1974). « The Evolution of Supernova Remnants. Spherically Symmetric Models ». In : *ApJ* 188, p. 501–516. DOI : [10.1086/152740](https://doi.org/10.1086/152740).
- CIARDI, B., A. FERRARA et S. D. M. WHITE (2003). « Early reionization by the first galaxies ». In : *MNRAS* 344, p. L7–L11. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2003.06976.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06976.x). eprint : [astro-ph/0302451](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0302451).
- CONROY, C., J. E. GUNN et M. WHITE (2009). « The Propagation of Uncertainties in Stellar Population Synthesis Modeling. I. The Relevance of Uncertain Aspects of Stellar Evolution and the Initial Mass Function to the Derived Physical Properties of Galaxies ». In : *ApJ* 699, p. 486–506. DOI : [10.1088/0004-637X/699/1/486](https://doi.org/10.1088/0004-637X/699/1/486). arXiv : [0809.4261](https://arxiv.org/abs/0809.4261).
- DAVIS, M., G. EFSTATHIOU, C. S. FRENK et S. D. M. WHITE (1985). « The evolution of large-scale structure in a universe dominated by cold dark matter ». In : *ApJ* 292, p. 371–394. DOI : [10.1086/163168](https://doi.org/10.1086/163168).
- DUBROCA, Bruno et J FEUGEAS (1999). « Theoretical and numerical study on a moment closure hierarchy for the radiative transfer equation ». In : *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences Series I Mathematics* 329.10, p. 915–920.
- EELT (*European Extremely Large Telescope*). URL : <https://www.eso.org/sci/facilities/eelt/>.

- EINSTEIN, A. (1916). « Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie ». In : *Annalen der Physik* 354, p. 769–822. DOI : [10.1002/andp.19163540702](https://doi.org/10.1002/andp.19163540702).
- EISENSTEIN, D. J. et al. (2005). « Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies ». In : *ApJ* 633, p. 560–574. DOI : [10.1086/466512](https://doi.org/10.1086/466512). eprint : [astro-ph/0501171](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0501171).
- FAN, Xiaohui, Michael A. STRAUSS, Robert H. BECKER, Richard L. WHITE, James E. GUNN, Gillian R. KNAPP, Gordon T. RICHARDS, Donald P. SCHNEIDER, J. BRINKMANN et Masataka FUKUGITA (2006). « Constraining the Evolution of the Ionizing Background and the Epoch of Reionization with $z \sim 6$ Quasars. II. A Sample of 19 Quasars ». In : *The Astronomical Journal* 132, p. 117–136. ISSN : 0004-6256. DOI : [10.1086/504836](https://doi.org/10.1086/504836). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006AJ...132..117F> (visité le 09/09/2015).
- FEDERRATH, C. (2015). « Inefficient star formation through turbulence, magnetic fields and feedback ». In : *MNRAS* 450, p. 4035–4042. DOI : [10.1093/mnras/stv941](https://doi.org/10.1093/mnras/stv941). arXiv : [1504.03690](https://arxiv.org/abs/1504.03690) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).SR].
- FLYNN, Michael J. (1972). « Some Computer Organizations and Their Effectiveness ». In : *IEEE Trans. Comput.* 21.9, p. 948–960. ISSN : 0018-9340. DOI : [10.1109/TC.1972.5009071](https://doi.org/10.1109/TC.1972.5009071). URL : <http://dx.doi.org/10.1109/TC.1972.5009071>.
- FREEDMAN, R. A. et W. J. KAUFMANN (2005). *Universe*.
- FRENK, C. S. et al. (1999). « The Santa Barbara Cluster Comparison Project : A Comparison of Cosmological Hydrodynamics Solutions ». In : *ApJ* 525, p. 554–582. DOI : [10.1086/307908](https://doi.org/10.1086/307908). eprint : [astro-ph/9906160](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9906160).
- FRIEDMANN, A. (1922). « Über die Krümmung des Raumes ». In : *Zeitschrift für Physik* 10, p. 377–386. DOI : [10.1007/BF01332580](https://doi.org/10.1007/BF01332580).
- FRIEDRICH, Martina M., Garrelt MELLEMA, Marcelo A. ALVAREZ, Paul R. SHAPIRO et Ilian T. ILIEV (2011). « Topology and sizes of H ii regions during cosmic reionization ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 413.2, p. 1353–1372. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2011.18219.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18219.x). eprint : [/oup/backfile/content_public/journal/mnras/413/2/10.1111_j.1365-2966.2011.18219.x/1/mnras0413-1353.pdf](http://oup/backfile/content_public/journal/mnras/413/2/10.1111_j.1365-2966.2011.18219.x/1/mnras0413-1353.pdf). URL : [+http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18219.x](http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18219.x).
- FRYXELL, B., K. OLSON, P. RICKER, F. X. TIMMES, M. ZINGALE, D. Q. LAMB, P. MACNEICE, R. ROSNER, J. W. TRURAN et H. TUFO (2000). « FLASH : An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flashes ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 131.1, p. 273. URL : <http://stacks.iop.org/0067-0049/131/i=1/a=273>.
- GILLET, N., P. OCVIRK, D. AUBERT, A. KNEBE, N. LIBESKIND, G. YEPES, S. GOTTLÖBER et Y. HOFFMAN (2015). « Vast Planes of Satellites in a High-resolution Simulation of the Local Group : Comparison

- to Andromeda ». In : *ApJ* 800, 34, p. 34. DOI : [10.1088/0004-637X/800/1/34](https://doi.org/10.1088/0004-637X/800/1/34). arXiv : [1412.3110](https://arxiv.org/abs/1412.3110).
- GNEDIN, N. Y. et T. ABEL (2001). « Multi-dimensional cosmological radiative transfer with a Variable Eddington Tensor formalism ». In : *New A* 6, p. 437–455. DOI : [10.1016/S1384-1076\(01\)00068-9](https://doi.org/10.1016/S1384-1076(01)00068-9). eprint : [astro-ph/0106278](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0106278).
- GNEDIN, Nickolay Y. et Tom ABEL (2001). « Multi-dimensional cosmological radiative transfer with a Variable Eddington Tensor formalism ». In : *New Astronomy* 6, p. 437–455. ISSN : 1384-1076. DOI : [10.1016/S1384-1076\(01\)00068-9](https://doi.org/10.1016/S1384-1076(01)00068-9). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2001NewA...6..437G> (visité le 30/03/2017).
- GODUNOV, S. K. (1959). « A difference method for numerical calculation of discontinuous solutions of the equations of hydrodynamics ». In : *Mat. Sb. (N.S.)* 47 (89), p. 271–306.
- GONG, Y., A. COORAY, M. SILVA, M. G. SANTOS, J. BOCK, C. M. BRADFORD et M. ZEMCOV (2012). « Intensity Mapping of the [C II] Fine Structure Line during the Epoch of Reionization ». In : *ApJ* 745, 49, p. 49. DOI : [10.1088/0004-637X/745/1/49](https://doi.org/10.1088/0004-637X/745/1/49). arXiv : [1107.3553](https://arxiv.org/abs/1107.3553).
- GOTTLOEBER, S., Y. HOFFMAN et G. YEPES (2010). « Constrained Local Universe Simulations (CLUES) ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1005.2687](https://arxiv.org/abs/1005.2687).
- GÓRSKI, K. M., E. HIVON, A. J. BANDAY, B. D. WANDELT, F. K. HANSEN, M. REINECKE et M. BARTELMANN (2005). « HEALPix : A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere ». In : *The Astrophysical Journal* 622, p. 759–771. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/427976](https://doi.org/10.1086/427976). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005ApJ...622..759G> (visité le 10/10/2016).
- HERA (*Hydrogen Epoch of Reionization Array*). URL : <http://reionization.org/>.
- HAARDT, Francesco et Piero MADAU (2012). « Radiative Transfer in a Clumpy Universe. IV. New Synthesis Models of the Cosmic UV/X-Ray Background ». In : *The Astrophysical Journal* 746, p. 125. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1088/0004-637X/746/2/125](https://doi.org/10.1088/0004-637X/746/2/125). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012ApJ...746..125H> (visité le 09/03/2015).
- HAHN, Oliver et Tom ABEL (2011). « Multi-scale initial conditions for cosmological simulations ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 415, p. 2101–2121. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2011.18820.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18820.x). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011MNRAS.415.2101H> (visité le 09/05/2016).
- HUBBLE, E. P. (1926). « A spiral nebula as a stellar system : Messier 33. » In : *The Astrophysical Journal* 63. DOI : [10.1086/142976](https://doi.org/10.1086/142976).
- HUBBLE, E. (1929). « A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae ». In : *Contributions from the Mount Wilson Observatory, vol. 3, pp.23-28* 3, p. 23–28.

- HUI, Lam et Nickolay Y. GNEDIN (1997). « Equation of state of the photoionized intergalactic medium ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 292, p. 27. ISSN : 0035-8711. DOI : [10 . 1093/mnras/292.1.27](https://doi.org/10.1093/mnras/292.1.27). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/1997MNRAS.292...27H> (visité le 12/04/2017).
- IBATA, N. G., R. A. IBATA, B. FAMAËY et G. F. LEWIS (2014). « Velocity anti-correlation of diametrically opposed galaxy satellites in the low-redshift Universe ». In : *Nature* 511, p. 563–566. DOI : [10 . 1038/nature13481](https://doi.org/10.1038/nature13481). arXiv : [1407.8178](https://arxiv.org/abs/1407.8178).
- ILIEV, I. T., G. MELLEMA, U.-L. PEN, H. MERZ, P. R. SHAPIRO et M. A. ALVAREZ (2006a). « Simulating cosmic reionization at large scales - I. The geometry of reionization ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 369, p. 1625–1638. ISSN : 0035-8711. DOI : [10 . 1111/j.1365-2966.2006.10502.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10502.x). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006MNRAS.369.1625I> (visité le 10/02/2015).
- ILIEV, Ilian T. et al. (2006b). « Cosmological radiative transfer codes comparison project - I. The static density field tests ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 371, p. 1057–1086. ISSN : 0035-8711. DOI : [10 . 1111 / j . 1365 - 2966 . 2006 . 10775 . x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10775.x). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006MNRAS.371.1057I> (visité le 10/02/2015).
- Irrlicht Engine*. URL : <http://irrlicht.sourceforge.net/>.
- JWST (James Webb Space Telescope)*. URL : <https://www.jwst.nasa.gov/>.
- KAY, Scott T., Frazer R. PEARCE, Carlos S. FRENK et Adrian JENKINS (2002). « Including star formation and supernova feedback within cosmological simulations of galaxy formation ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 330, p. 113–128. ISSN : 0035-8711. DOI : [10 . 1046 / j . 1365 - 8711 . 2002 . 05070 . x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2002.05070.x). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2002MNRAS.330..113K> (visité le 06/02/2015).
- KELLER, B. W., J. WADSLEY, S. M. BENINCASA et H. M. P. COUCHMAN (2014). « A superbubble feedback model for galaxy simulations ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 442, p. 3013–3025. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/stu1058](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1058). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014MNRAS.442.3013K> (visité le 01/09/2016).
- KENNICUTT Jr., R. C. (1998). « The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies ». In : *ApJ* 498, p. 541–552. DOI : [10.1086/305588](https://doi.org/10.1086/305588). eprint : [astro-ph/9712213](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9712213).
- KHOKHLOV, A. (1998). « Fully Threaded Tree Algorithms for Adaptive Refinement Fluid Dynamics Simulations ». In : *Journal of Computational Physics* 143, p. 519–543. ISSN : 0021-9991. DOI : [10.1006/jcph.1998.9998](https://doi.org/10.1006/jcph.1998.9998). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/1998JCoPh.143..519K> (visité le 31/01/2017).

- KIM, C.-G., E. C. OSTRIKER et R. RAILEANU (2017). « Superbubbles in the Multiphase ISM and the Loading of Galactic Winds ». In : *ApJ* 834, 25, p. 25. DOI : [10.3847/1538-4357/834/1/25](https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/1/25). arXiv : [1610.03092](https://arxiv.org/abs/1610.03092).
- KIMM, Taysun, Harley KATZ, Martin HAEHNELT, Joakim ROSDAHL, Julien DEVRIENDT et Adrienne SLYZ (2017). « Feedback-regulated star formation and escape of LyC photons from mini-haloes during reionisation ». en. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/stx052](https://doi.org/10.1093/mnras/stx052). URL : <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2017MNRAS.tmp...60K> (visité le 25/01/2017).
- KOWALSKI, M. et al. (2008). « Improved Cosmological Constraints from New, Old, and Combined Supernova Data Sets ». In : *The Astronomical Journal* 686, 749-778, p. 749-778. DOI : [10.1086/589937](https://doi.org/10.1086/589937). arXiv : [0804.4142](https://arxiv.org/abs/0804.4142).
- KRAVTSOV, A. V., A. A. KLYPIN et A. M. KHOKHLOV (1997). « Adaptive Refinement Tree : A New High-Resolution N-Body Code for Cosmological Simulations ». In : *ApJS* 111, p. 73-94. DOI : [10.1086/313015](https://doi.org/10.1086/313015). eprint : [astro-ph/9701195](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9701195).
- KROUPA, P. (2001). « On the variation of the initial mass function ». In : *MNRAS* 322, p. 231-246. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x). eprint : [astro-ph/0009005](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0009005).
- KRUMHOLZ, Mark R., Avishai DEKEL et Christopher F. MCKEE (2012). « A Universal, Local Star Formation Law in Galactic Clouds, nearby Galaxies, High-redshift Disks, and Starbursts ». In : *The Astrophysical Journal* 745, p. 69. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1088/0004-637X/745/1/69](https://doi.org/10.1088/0004-637X/745/1/69). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012ApJ...745...69K> (visité le 03/03/2015).
- LEITHERER, Claus, Daniel SCHAEERER, Jeffrey D. GOLDADER, Rosa M. González DELGADO, Carmelle ROBERT, Denis Foo KUNE, Duília F. de MELLO, Daniel DEVOST et Timothy M. HECKMAN (1999). « Starburst99 : Synthesis Models for Galaxies with Active Star Formation ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 123, p. 3-40. ISSN : 0067-0049. DOI : [10.1086/313233](https://doi.org/10.1086/313233). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999ApJS...123...3L> (visité le 20/02/2015).
- LEMAÎTRE, G. (1927). « Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques ». In : *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles* 47, p. 49-59.
- LEVERMORE, C. D. (1984). « Relating Eddington factors to flux limiters. » In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 31, p. 149-160. ISSN : 0022-4073. DOI : [10.1016/0022-4073\(84\)90112-2](https://doi.org/10.1016/0022-4073(84)90112-2). URL : <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/1984JQSRT...31..149L>.
- MADAU, Piero, Francesco HAARDT et Martin J. REES (1999). « Radiative Transfer in a Clumpy Universe. III. The Nature of Cosmological

- Ionizing Sources ». In : *The Astrophysical Journal* 514.2, p. 648. URL : <http://stacks.iop.org/0004-637X/514/i=2/a=648>.
- MARTEL, Hugo et Paul R. SHAPIRO (1998). « A convenient set of comoving cosmological variables and their application ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 297, p. 467–485. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1046/j.1365-8711.1998.01497.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01497.x). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/1998MNRAS.297..467M> (visité le 06/02/2015).
- MASELLI, A., A. FERRARA et B. CIARDI (2003). « CRASH : a radiative transfer scheme ». In : *MNRAS* 345, p. 379–394. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2003.06979.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06979.x). eprint : [astro-ph/0307117](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0307117).
- MEIKSIN, Avery A. (2009). « The physics of the intergalactic medium ». In : *Rev. Mod. Phys.* 81 (4), p. 1405–1469. DOI : [10.1103/RevModPhys.81.1405](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.1405). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.81.1405>.
- MELLEMA, G., I. T. ILIEV, M. A. ALVAREZ et P. R. SHAPIRO (2006). « C²-ray : A new method for photon-conserving transport of ionizing radiation ». In : *New A* 11, p. 374–395. DOI : [10.1016/j.newast.2005.09.004](https://doi.org/10.1016/j.newast.2005.09.004). eprint : [astro-ph/0508416](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0508416).
- MILLER, G. E. et J. M. SCALO (1979). « The initial mass function and stellar birthrate in the solar neighborhood ». In : *ApJS* 41, p. 513–547. DOI : [10.1086/190629](https://doi.org/10.1086/190629).
- MIRALDA-ESCUDE, J. et M. J. REES (1998). « Searching for the Earliest Galaxies Using the Gunn-Peterson Trough and the Ly α Emission Line ». In : *ApJ* 497, p. 21–27. DOI : [10.1086/305458](https://doi.org/10.1086/305458). eprint : [astro-ph/9707193](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9707193).
- MIRALDA-ESCUDE, Jordi, Martin HAEHNELT et Martin J. REES (2000). « Reionization of the Inhomogeneous Universe ». In : *The Astrophysical Journal* 530, p. 1–16. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/308330](https://doi.org/10.1086/308330). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2000ApJ...530....1M> (visité le 17/03/2015).
- MO, H., F. C. VAN DEN BOSCH et S. WHITE (2010). *Galaxy Formation and Evolution*.
- MOORE, G.E. (1965). *Cramming More Components Onto Integrated Circuits*. McGraw-Hill. URL : <https://books.google.fr/books?id=4ApqHAAACAAJ>.
- MORTON, G.M. (1966). *A Computer Oriented Geodetic Data Base and a New Technique in File Sequencing*. International Business Machines Company. URL : <https://books.google.fr/books?id=9FFdHAAACAAJ>.
- NAVARRO, J. F., C. S. FRENK et S. D. M. WHITE (1997). « A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering ». In : *ApJ* 490, p. 493–508. DOI : [10.1086/304888](https://doi.org/10.1086/304888). eprint : [astro-ph/9611107](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9611107).
- NAVARRO, J. F. et S. D. M. WHITE (1993). « Simulations of Dissipative Galaxy Formation in Hierarchically Clustering Universes - Part One - Tests of the Code ». In : *Monthly Notices of the Royal Astro-*

- nomical Society* 265, p. 271. ISSN : 0035-8711. URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/1993MNRAS.265..271N> (visité le 08/03/2015).
- NumPy*. URL : <http://www.numpy.org/>.
- OCVIRK, P. et D. AUBERT (2011). « A signature of the internal reionization of the Milky Way ? » In : *MNRAS* 417, p. L93–L97. DOI : [10.1111/j.1745-3933.2011.01128.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2011.01128.x).
- OCVIRK, P., N. GILLET, D. AUBERT, A. KNEBE, N. LIBESKIND, J. CHARDIN, S. GOTTLÖBER, G. YEPES et Y. HOFFMAN (2014). « The Reionization of Galactic Satellite Populations ». en. In : *The Astrophysical Journal* 794.1, p. 20. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1088/0004-637X/794/1/20](https://doi.org/10.1088/0004-637X/794/1/20). URL : <http://stacks.iop.org/0004-637X/794/i=1/a=20>.
- OCVIRK, Pierre et al. (2015). « Cosmic Dawn (CoDa) : the First Radiation-Hydrodynamics Simulation of Reionization and Galaxy Formation in the Local Universe ». In : *ArXiv e-prints* 1511, p. 11. URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015arXiv1511000110> (visité le 07/12/2015).
- O'SHEA, Brian W., Kentaro NAGAMINE, Volker SPRINGEL, Lars HERNQUIST et Michael L. NORMAN (2005). « Comparing AMR and SPH Cosmological Simulations. I. Dark Matter and Adiabatic Simulations ». en. In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 160.1, p. 1–27. ISSN : 0067-0049, 1538-4365. DOI : [10.1086/432645](https://doi.org/10.1086/432645). URL : <http://stacks.iop.org/0067-0049/160/i=1/a=1> (visité le 12/09/2015).
- PEACOCK, J. A. (1999). *Cosmological Physics*, p. 704.
- PERLMUTTER, S. et al. (1999). « Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae ». In : *Astrophysical Journal* 517, p. 565–586. DOI : [10.1086/307221](https://doi.org/10.1086/307221). eprint : [astro-ph/9812133](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9812133).
- PLANCK COLLABORATION (2016). « Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters ». In : *Astronomy & Astrophysics* 594. arXiv : 1502.01589, A13. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/201525830](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525830). URL : <http://arxiv.org/abs/1502.01589> (visité le 05/10/2016).
- PRESS, W. H. et P. SCHECHTER (1974). « Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation ». In : *ApJ* 187, p. 425–438. DOI : [10.1086/152650](https://doi.org/10.1086/152650).
- PRICE, D. J. et al. (2017). « Phantom : A smoothed particle hydrodynamics and magnetohydrodynamics code for astrophysics ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1702.03930](https://arxiv.org/abs/1702.03930) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).IM].
- PRITCHARD, J. R. et A. LOEB (2012). « 21 cm cosmology in the 21st century ». In : *Reports on Progress in Physics* 75.8, 086901, p. 086901. DOI : [10.1088/0034-4885/75/8/086901](https://doi.org/10.1088/0034-4885/75/8/086901). arXiv : [1109.6012](https://arxiv.org/abs/1109.6012).
- RASERA, Y. et R. TEYSSIER (2006). « The history of the baryon budget. Cosmic logistics in a hierarchical universe ». In : *Astronomy and Astrophysics* 445, p. 1–27. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/200600001](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200600001).

- 6361:20053116. URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006A%26A...445...1R> (visité le 06/02/2015).
- RICOTTI, M., N. Y. GNEDIN et J. M. SHULL (2002). « The Fate of the First Galaxies. II. Effects of Radiative Feedback ». In : *ApJ* 575, p. 49–67. DOI : [10.1086/341256](https://doi.org/10.1086/341256). eprint : [astro-ph/0110432](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0110432).
- RIESS, A. G. et al. (1998). « Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant ». In : *Astronomical Journal* 116, p. 1009–1038. DOI : [10.1086/300499](https://doi.org/10.1086/300499). eprint : [astro-ph/9805201](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9805201).
- ROBERTSON, B. E., R. S. ELLIS, S. R. FURLANETTO et J. S. DUNLOP (2015). « Cosmic Reionization and Early Star-forming Galaxies : A Joint Analysis of New Constraints from Planck and the Hubble Space Telescope ». In : *ApJ* 802, L19, p. L19. DOI : [10.1088/2041-8205/802/2/L19](https://doi.org/10.1088/2041-8205/802/2/L19). arXiv : [1502.02024](https://arxiv.org/abs/1502.02024).
- ROSDAHL, J., J. BLAIZOT, D. AUBERT, T. STRANEX et R. TEYSSIER (2013). « RAMSES-RT : radiation hydrodynamics in the cosmological context ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 436, p. 2188–2231. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/stt1722](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1722). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013MNRAS.436.2188R> (visité le 08/03/2017).
- ROY, F., V. R. BOUILLOT et Y. RASERA (2014). « pFoF : a highly scalable halo-finder for large cosmological data sets ». In : *A&A* 564, A13, A13. DOI : [10.1051/0004-6361/201322555](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322555).
- SKA (*Square Kilometer Array*). URL : <https://skatelescope.org/>.
- SALPETER, E. E. (1955). « The Luminosity Function and Stellar Evolution. » In : *ApJ* 121, p. 161. DOI : [10.1086/145971](https://doi.org/10.1086/145971).
- SCHMIDT, M. (1959). « The Rate of Star Formation. » In : *ApJ* 129, p. 243. DOI : [10.1086/146614](https://doi.org/10.1086/146614).
- (1965). « Large Redshifts of Five Quasi-Stellar Sources. » In : *ApJ* 141, p. 1295. DOI : [10.1086/148217](https://doi.org/10.1086/148217).
- SEDOV, L. I. (1959). *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*. URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/1959sdmm.book.....S> (visité le 28/07/2015).
- SEMBOLINI, Federico et al. (2015). « nIFTy galaxy cluster simulations I : dark matter & non-radiative models ». In : *arXiv :1503.06065 [astro-ph]*. arXiv : 1503.06065. URL : <http://arxiv.org/abs/1503.06065> (visité le 09/05/2015).
- SEMELIN, B., F. COMBES et S. BAEK (2007). « Lyman-alpha radiative transfer during the epoch of reionization : contribution to 21-cm signal fluctuations ». In : *Astronomy and Astrophysics* 474, p. 365–374. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/20077965](https://doi.org/10.1051/0004-6361/20077965). URL : <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2007A%26A...474..365S>.
- SETHI, R. K. et G. TORMEN (1999). « Large-scale bias and the peak background split ». In : *MNRAS* 308, p. 119–126. DOI : [10.1046/j.1365-8711.1999.02692.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02692.x). eprint : [astro-ph/9901122](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9901122).

- SILK, J. (1968). « Cosmic Black-Body Radiation and Galaxy Formation ». In : *ApJ* 151, p. 459. DOI : [10.1086/149449](https://doi.org/10.1086/149449).
- SPRINGEL, V. (2010). « E pur si muove : Galilean-invariant cosmological hydrodynamical simulations on a moving mesh ». In : *MNRAS* 401, p. 791–851. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2009.15715.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15715.x). arXiv : [0901.4107](https://arxiv.org/abs/0901.4107).
- SPRINGEL, V. et al. (2005). « Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars ». In : *Nature* 435, p. 629–636. DOI : [10.1038/nature03597](https://doi.org/10.1038/nature03597). eprint : [astro-ph/0504097](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0504097).
- SPRINGEL, Volker (2005). « The cosmological simulation code gadget-2 ». en. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 364.4, p. 1105–1134. ISSN : 0035-8711, 1365-2966. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x). URL : <http://mnras.oxfordjournals.org/content/364/4/1105> (visité le 23/02/2015).
- STINSON, Greg, Anil SETH, Neal KATZ, James WADSLEY, Fabio GOVERNATO et Tom QUINN (2006). « Star formation and feedback in smoothed particle hydrodynamic simulations - I. Isolated galaxies ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 373, p. 1074–1090. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2006.11097.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.11097.x). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006MNRAS.373.1074S> (visité le 08/09/2015).
- STRÖMGREN, Bengt (1939). « The Physical State of Interstellar Hydrogen. » In : *The Astrophysical Journal* 89, p. 526. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/144074](https://doi.org/10.1086/144074). URL : <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/1939ApJ...89..526S> (visité le 18/03/2016).
- SU, Yun-Ting, James BETHEL et Shuowen HU (2016). « Octree-based segmentation for terrestrial LiDAR point cloud data in industrial applications ». In : *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing* 113, p. 59–74. ISSN : 0924-2716. DOI : <http://dx.doi.org/10.1016/j.isprsjprs.2016.01.001>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924271616000022>.
- SUNYAEV, R. A. et J. CHLUBA (2009). « Signals from the epoch of cosmological recombination (Karl Schwarzschild Award Lecture 2008) ». In : *Astronomische Nachrichten* 330, p. 657. DOI : [10.1002/asna.200911237](https://doi.org/10.1002/asna.200911237). arXiv : [0908.0435](https://arxiv.org/abs/0908.0435).
- TEYSSIER, R. (2002). « Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES ». In : *Astronomy and Astrophysics* 385, p. 337–364. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361:20011817](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20011817). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2002A%26A...385..337T> (visité le 06/02/2015).
- THEUNS, Tom, Anthony LEONARD, George EFSTATHIOU, F. R. PEARCE et P. A. THOMAS (1998). « P³M-SPH simulations of the Ly α forest ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 301, p. 478–502. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1046/j.1365-8711.1998.02040.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.02040.x). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/1998MNRAS.301..478T> (visité le 19/05/2016).

- TOMISAKA, K. et S. IKEUCHI (1986). « Evolution of superbubble driven by sequential supernova explosions in a plane-stratified gas distribution ». In : PASJ 38, p. 697–715.
- TORO, E.F. (1999). *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics : A Practical Introduction*. Applied mechanics : Researchers and students. Springer. ISBN : 9783540659662. URL : <https://books.google.fr/books?id=FbemQgAACAAJ>.
- TRAC, H. Y. et Nickolay Y. GNEDIN (2011). « Computer Simulations of Cosmic Reionization ». In : *Advanced Science Letters* 4, p. 228–243. DOI : [10.1166/asl.2011.1214](https://doi.org/10.1166/asl.2011.1214). URL : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011ASL....4..228T> (visité le 11/08/2015).
- TRAC, H., R. CEN et A. LOEB (2008). « Imprint of Inhomogeneous Hydrogen Reionization on the Temperature Distribution of the Intergalactic Medium ». In : ApJ 689, L81, p. L81. DOI : [10.1086/595678](https://doi.org/10.1086/595678). arXiv : [0807.4530](https://arxiv.org/abs/0807.4530).
- VERDUGO, Francesc et Wolfgang WALL (2016). « Unified computational framework for the efficient solution of n-field coupled problems with monolithic schemes ». In : 310.
- WADSLEY, J. W., B. W. KELLER et T. R. QUINN (2017). « Gasoline2 : A Modern SPH Code ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1707.03824](https://arxiv.org/abs/1707.03824) [[astro-ph.IM](https://arxiv.org/abs/1707.03824)].
- WARREN, M. S. et J. K. SALMON (1993). « A Parallel Hashed Oct-Tree N-body Algorithm ». In : *Proceedings of the 1993 ACM/IEEE Conference on Supercomputing*. Supercomputing '93. New York, NY, USA : ACM, p. 12–21. ISBN : 0-8186-4340-4. DOI : [10.1145/169627.169640](https://doi.org/10.1145/169627.169640). URL : <http://doi.acm.org/10.1145/169627.169640>.
- [HTTP://WWW.NOBELPRIZE.ORG](http://www.nobelprize.org). *decouverte de la radiation de fond micro-onde*. URL : http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1978/.
- *decouverte des anisotropies du CMB*. URL : http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2006/.
- VAN LEER, B. (1979). « Towards the ultimate conservative difference scheme. V - A second-order sequel to Godunov's method ». In : *Journal of Computational Physics* 32, p. 101–136. DOI : [10.1016/0021-9991\(79\)90145-1](https://doi.org/10.1016/0021-9991(79)90145-1).

Résumé

L'époque de réionisation (EoR) est une phase de grands changements qu'a subit l'Univers dans son premier milliard d'années. Suite à l'apparition des premières étoiles et à l'émission de photons énergétique par ces dernières, l'hydrogène a été réionisé. Cette transition a eu un impact sur la formation des galaxies.

J'ai activement participé au développement d'EMMA, un code de simulation numérique aillant pour objectif d'étudier les processus a l'œuvre durant l'EoR. J'ai développé et implémenté un modèle de formation et d'évolution stellaire. Ces travaux ont contribué à la réalisation d'une simulation dédiée a l'étude de l'EoR parmi les plus grosses réalisées a l'heure actuelle. J'ai contribué au développement d'outils dédiés a l'exploration de simulations de ce type.

J'ai étudié la façon dont le rayonnement s'échappe des galaxies en fonction des paramètres du modèle stellaire, et montré que les supernovæ peuvent augmenter la fraction de photons libérés.

J'ai également étudié la propagation des fronts d'ionisation et montré qu'il était possible de réduire la vitesse de la lumière par trois (et ainsi diminuer le temps de calcul du transfert du rayonnement par 3), tout en conservant des résultats corrects.

Mots clefs : Cosmologie, age sombres, réionisation, premières étoiles, méthodes numériques.

Abstract

The epoch of reionization (EoR) is a phase of big changes in the first billion years of the Universe history. After the apparition of the first stars and the emission of energetic radiation by thoses ones, the hydrogen was reionized. This transition has an impact on the galaxies formations.

I was part of the development team of EMMA, a numerical simulation code who aimed to study the processes happening during the EoR. I developed and implement a stellar formation and evolution model. These works contributed to the realisation of one of the biggest simulation dedicated to the study of the EoR yet. I contribute to the development of a tool dedicated to the exploration of this kind of simulations.

I study how the radiation escaped the galaxies as a function of the parameters of the stellar model, and showed that supernovae could increase the ratio of escaping photon.

I also studied the ionization fronts propagation and showed that the speed of light could be reduced by a factor 3 (and then divide the computational cost of the radiative transfer by 3), while keeping corrects results.

Keywords : Cosmology, dark ages, reionization, first stars, numerical methods