



Formation et évolution stellaire des galaxies spirales barrées avec rétroaction de noyau actif

Mémoire

Fidèle Robichaud

Maîtrise en physique
Maître ès sciences (M.Sc.)

Québec, Canada

© Fidèle Robichaud, 2016

Formation et évolution stellaire des galaxies spirales barrées avec rétroaction de noyau actif

Mémoire

Fidèle Robichaud

Sous la direction de:

Hugo Martel, directeur de recherche

Résumé

Les observations suggèrent que la barre est une structure très présente parmi les galaxies spirales, se retrouvant dans près de la moitié des galaxies spirales de l'Univers proche. La présence d'une barre a un impact important sur l'évolution séculaire de la galaxie hôte, puisque cette dernière modifie la distribution spatiale de la matière et crée un flot de gaz vers le centre de la galaxie, provoquant ainsi une rétroaction positive sur la formation stellaire centrale de la galaxie. Une autre structure très présente dans les galaxies est un noyau actif (NAG), soit un trou noir supermassif dans le centre qui interagit avec la matière autour de celui-ci, et la rétroaction de cette interaction forme une région très brillante dans le centre de la galaxie. La rétroaction du NAG réchauffera le gaz environnant par radiation, et pourra aussi appliquer une poussée cinétique sur celui-ci, le poussant vers l'extérieur du centre de la galaxie. Cependant, l'effet de la rétroaction du NAG sur l'évolution de la galaxie et de sa formation stellaire centrale est encore un sujet mal compris, et on ne sait toujours pas si l'effet de cette rétroaction sur la formation stellaire est positif ou négatif.

Dans le cadre de ce travail, j'ai effectué un total de 12 simulations de galaxies spirales de masse égale, dont 10 sont barrées. Le but est de vérifier quel est l'effet du NAG en faisant varier la rétroaction du trou noir, la quantité de gaz disponible et l'impact de la barre sur la formation stellaire centrale et globale de la galaxie. Les résultats de mes simulations montrent que la présence d'un NAG aurait un effet plutôt positif sur la formation stellaire lorsqu'il s'agit d'une galaxie spirale barrée, et principalement lorsque la galaxie est encore à un jeune stade de son évolution. Dans le cas d'une galaxie spirale non barrée, l'effet serait au contraire négatif en son centre et négligeable globalement.

Abstract

Observations suggest that the bar is a very common structure among spiral galaxies, finding itself in near half of the spiral galaxies of the nearby Universe. The presence of a bar has an important impact on the secular evolution of the host galaxy because the latter modifies the spatial distribution of the material and creates a stream of gas toward the center of the galaxy, causing a positive feedback on the central star formation in the galaxy. Another very common structure in galaxies is an active galactic nucleus (AGN), a supermassive black hole in the center of the galaxy, which interacts with matter around it and the feedback from this interaction forms a very bright region in the center of the galaxy. Feedback from the AGN will warm up the surrounding gas by radiation and it can also apply a kinetic kick on it, pushing it outward from the center of the galaxy. However, the effect from the AGN on the evolution of the galaxy and its central star formation is still a misunderstood subject and we still do not know if the effect of the feedback on stellar formation is positive or negative.

As part of this work, I made a total of 12 simulations of spiral galaxies of equal mass, which 10 of them were barred. The aim is to verify what is the effect of AGN by varying strength, available gas fraction, and the impact of the bar on the central and global star formation rate in the galaxy. The results of my simulations show that the presence of AGN would have a rather positive effect on star formation in barred spiral galaxy, and especially when the galaxy is still at an early stage of its evolution. However, in the case of a non-bared spiral galaxy, the effect would be opposite, negative in the center and generally negligible.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	iv
Table des matières	v
Liste des tableaux	vii
Liste des figures	viii
Remerciements	x
Introduction	1
1 Théorie et observations	4
1.1 Modèle cosmologique et formation de galaxies	4
1.2 Galaxies et structures de galaxies	6
2 Code de simulation GCD+ avec NAG	12
2.1 Méthode numérique, code à arbre et gravité	12
2.2 Hydrodynamique et SPH	18
2.3 Méthode d'intégration et pas de temps	23
2.4 Dynamique de sous-grille	25
3 Simulations	32
3.1 Code générateur de conditions initiales	32
3.2 Ensemble de galaxies simulées	37
4 Résultats	40
4.1 Morphologie des galaxies simulées	40
4.2 Force de la barre	51
4.3 Trou noir supermassif central	52
4.4 Histoire de la formation stellaire	58
4.5 Fraction de gaz	66
5 Discussion	77
Conclusion	80
5.1 Travaux futurs	82

Liste des tableaux

3.1	Paramètres du halo de matière sombre	35
3.2	Paramètres du disque stellaire	35
3.3	Paramètres des conditions initiales	37
3.4	Paramètres des simulations	39

Liste des figures

1.1	Représentation de la structure en filament au temps présent.	5
1.2	Vue schématique de la géométrie du système de NAG.	10
2.1	Représentation en deux dimensions de la création de l'arbre.	15
2.2	Schéma du centre de masse en deux dimensions.	16
2.3	Courbe de refroidissement utilisées par GCD+.	26
4.1	Configuration du système après un temps $t=400$ Man pour les galaxies bleues. .	42
4.2	Agrandissement de la région centrale de la figure 4.1.	43
4.3	Configuration du système après un temps $t=1200$ Man pour les galaxies bleues.	44
4.4	Agrandissement de la région centrale de la figure 4.3.	45
4.5	Configuration du système après un temps $t=400$ Man des galaxies bleues barrées avec différentes rétroaction du NAG.	46
4.6	Agrandissement de la région centrale de la figure 4.5.	47
4.7	Configuration du système après un temps $t=400$ Man pour les galaxies rouges.	48
4.8	Agrandissement de la région centrale de la figure 4.7.	49
4.9	Configuration du système après un temps $t=1200$ Man pour les galaxies rouges.	50
4.10	Force de la barre en fonction du temps pour les galaxies bleues.	52
4.11	Masse du trou noir en fonction du temps pour les galaxies bleues.	54
4.12	Masse de gaz dans la région centrale en fonction du temps pour les galaxies bleues.	56
4.13	Luminosité NAG.	58
4.14	Taux de formation stellaire en fonction du temps pour les galaxies bleues. . . .	60
4.15	Masse stellaire en fonction du temps pour les galaxies bleues.	62
4.16	Carte de formation stellaire pour les galaxies bleues.	64
4.17	Carte de formation stellaire de la région centrale pour les galaxies bleues. . . .	65
4.18	Carte de formation stellaire pour les galaxies non-barrées, galaxies entières. . .	66
4.19	Carte de formation stellaire pour les galaxies non-barrées, régions centrales. . .	66
4.20	Force de la barre en fonction du temps pour différentes fractions de gaz.	68
4.21	Masse du trou noir en fonction du temps.	69
4.22	Masse de gaz dans la région centrale en fonction du temps pour les galaxies. . .	70
4.23	Luminosité NAG.	71
4.24	Taux de formation stellaire en fonction du temps pour les galaxies rouges. . . .	72
4.25	Masse stellaire en fonction du temps pour les galaxies rouges.	74
4.26	Carte de formation stellaire pour les galaxies rouges, galaxie entière.	75
4.27	Carte de formation stellaire pour les galaxies rouges, régions centrales.	76

Don't worry, head. The computer
will do our thinking now.

Homer Simpson

The Computer Wore Menace

Shoes

-Matt Groening

Remerciements

La première personne que j'aurais à remercier est Hugo, mon directeur de recherche, qui m'a permis de faire ce projet. Merci de m'avoir accepté d'abord pour un stage, et puis pour une maîtrise. Le travail a été long pour arriver à terme, et il y a eu des moments où rien ne fonctionnait, mais le projet est complété et le sujet a été très agréable. J'ai vraiment beaucoup appris en ta présence, que ce soit durant les cours passionnants de Cosmologie ou de Simulations numériques, ou lors de nos rencontres chaque semaine. J'ai vraiment aimé ta patience ainsi que ton optimisme, ainsi que ton soutien tout le long de la maîtrise.

Je me dois aussi de remercier tous les autres professeurs du groupe d'astro, Carmelle Robert, Laurent Drissen, Gilles Joncas et Serge Pineault, auprès desquels j'ai énormément appris lors des trois dernières années. Un grand merci aussi à Laurent, de m'avoir accepté en 2012 pour mon premier stage en astrophysique au Mont Cosmos, qui a été le début de cette merveilleuse aventure, et qui m'a aussi parlé du poste que j'occupe aujourd'hui à l'Observatoire du Mont Mégantic.

Je ne peux pas passer à côté des étudiants du groupe d'astro pour tout ce qu'on a vécu et appris ensemble. Un grand merci à David Williamson, Christian Carles et Simon Richard, la fameuse Team GCD+, qui m'ont aidé tant à comprendre le code que de régler des problèmes, les discussions ont toujours été éclairantes. Un remerciement particulier aussi à Antoine Bilodeau, collègue de travail et ami depuis le baccalauréat; sans toi cette aventure n'aurait pas été pareille, et tu m'as beaucoup apporté! Je dois aussi mentionner et remercier Marianne Girard, qui est aussi une collègue de travail exceptionnelle que j'ai eu le plaisir de connaître durant le baccalauréat et qui a souvent été présente pour parler de nos projets de maîtrise et d'autres trucs vraiment non pertinents.

Merci aussi à mes amis du lundi soir, une partie de Warhammer, le jeu de rôle, est une bonne évasion qui a aidé au soutien moral durant toute cette aventure. Merci aussi à ma famille de m'avoir toujours encouragé et de m'avoir soutenu tout ce temps, malgré mes changements de programmes au cégep. Votre soutien m'a permis de me rendre dans un domaine que j'adore et de faire un travail passionnant.

Introduction

L'Univers est d'une beauté incroyable, et derrière celle-ci se cache une complexité qui fascine les esprits depuis toujours. Cependant, ce n'est que depuis environ un siècle que notre compréhension de cette complexité a vraiment débuté, avec la conception de télescopes de plus en plus gros et puissants, ainsi qu'avec l'avènement de l'informatique, du calcul numérique et des simulations numériques. Ces dernières, qui évoluent de pair avec la puissance de calcul des ordinateurs, ont débuté avec des simulations à N-corps n'incluant que la gravité, qui donnent le comportement global des systèmes. L'évolution des simulations numériques a par la suite permis d'inclure l'hydrodynamique dans nos codes de simulations, ajoutant ainsi plusieurs possibilités, telles que la relativité, les réactions nucléaires, ou encore les champs magnétiques, ainsi que plus tard, l'ajout du transfert radiatif dans les simulations.

Les simulations numériques nous permettent d'étudier l'histoire et l'évolution de notre Univers et des structures qui le composent, et pour ce faire, il faut d'abord comprendre ce qui a mené à la création des structures que nous observons aujourd'hui à l'aide de nos télescopes. Au moyen de simulations numériques, il devient donc possible de vérifier nos modèles théoriques, ainsi que de vérifier l'effet d'un paramètre particulier sur l'évolution globale de notre système.

L'objectif de ce mémoire est de vérifier l'effet d'une rétroaction d'un trou noir supermassif produisant un noyau actif de galaxie (NAG) dans l'évolution de galaxies spirales barrées. L'existence d'une relation étroite entre la masse du trou noir supermassif d'un NAG et la dispersion de vitesses de leur galaxie hôte suggère fortement que les NAGs et leurs hôtes n'évoluent pas indépendamment l'un de l'autre (Ferrarese & Merritt, 2000; Gültekin et al., 2009). Les NAGs et leurs rétroactions sur le gaz ambiant peuvent réguler la formation stellaire dans la région centrale de la galaxie, soit en réchauffant le gaz, ou bien en l'expulsant sous forme de vent galactique (Di Matteo et al., 2005; Thacker et al., 2006). Cette rétroaction négative peut expliquer le ratio masse-lumière élevé des galaxies de masses stellaires supérieures à $3 \times 10^{10} M_{\odot}$ (Benson, 2010). Les vents galactiques ont été observés dans des galaxies de toutes les masses (Veilleux et al., 2005), et une source doit être à l'origine de ces vents. Le flux créé par les supernovae peut expliquer les vents galactiques de galaxies de faible masse, mais en augmentant la masse de la galaxie, l'énergie de liaison du gaz augmente aussi mais à un rythme plus rapide que l'énergie collective de toutes les supernovae. Il faut donc une autre source pour

expliquer ces vents, et les NAGs sont alors nécessaires (Pieri et al., 2007; Germain et al., 2009).

Les NAGs peuvent donc réduire, voire supprimer la formation stellaire, mais il est aussi possible qu'ils aient l'effet inverse. L'injection d'énergie et de moment cinétique dans le gaz environnant peut créer une vague de choc qui va déclencher la formation stellaire par compression du gaz, comme proposé récemment par Cresci et al. (2015). Plusieurs observations récentes ainsi que des études numériques suggèrent que les deux formes de rétroaction sont présentes dans les galaxies hôtes de NAGs, bien que l'importance de ces rétroactions ne soit pas claire (Cresci et al., 2015; Roos et al., 2015; Balmaverde et al., 2016; Carniani et al., 2016). Certains cas montrent que l'effet de la rétroaction du NAG produit un effet mineur, ce qui suggère soit que les rétroactions positives et négatives sont soit faibles, soit qu'elles s'annulent entre elles.

L'évolution du NAG est elle aussi affectée par la galaxie hôte ; sa luminosité dépend essentiellement de la quantité de gaz disponible pour nourrir le trou noir central, qui est réduite par la formation stellaire et les vents galactiques. Cependant, le NAG peut aussi être affecté par la capacité de la galaxie à apporter du matériel gazeux vers le centre, qui est un effet important des galaxies spirales barrées. La présence d'une barre dans la galaxie apporte du gaz au centre de celle-ci, et le taux de formation stellaire (TFS) dans les régions centrales augmente, de manière régulière ou sous forme d'un "starburst". Le gaz qui "coule" le long de la barre peut conserver du moment cinétique, ce qui va l'empêcher de tomber directement dans le centre de la galaxie, et de former une orbite autour de la barre stellaire (Combes & Gerin, 1985; Athanassoula, 1992a; Combes & Elmegreen, 1993; Fux, 1999; Maciejewski et al., 2002; Regan & Teuben, 2004; Baba et al., 2010; Martel et al., 2013). Si le gaz se rend éventuellement au centre de la galaxie, il est alors possible que ce dernier soit accrété dans un trou noir central et ainsi nourrisse le NAG (Shlosman et al., 1989; Shlosman & Noguchi, 1993; Heller & Shlosman, 1994; Collin et al., 2003; Jogee, 2006).

Les études récentes montrent donc que l'évolution d'un NAG et de sa galaxie hôte est quelque chose de complexe et mal compris, et les dernières études suggèrent la possibilité d'une rétroaction positive sur la formation stellaire. Cette problématique est précisément le sujet de ce mémoire de maîtrise, à savoir quels sont les effets de la rétroaction d'un NAG sur la formation stellaire dans des galaxies spirales barrées. Les études récentes étant contradictoire à ce sujet, mon travail a pour but d'apporter un éclairage à cette problématique en utilisant un code de simulation numérique et simulé un ensemble de 12 galaxies, dans lesquels différents paramètres variaient, tout en conservant une masse constante. J'ai donc étudié des cas de galaxies spirales barrées avec et sans NAG, en variant la force de rétroaction du NAG ou bien encore en la retardant temporellement ; modifié la fraction de gaz/étoiles dans la galaxie et retiré la barre de la galaxie, dans le but de pouvoir répondre à ces questions et de voir si la rétroaction est positive, négative ou bien les deux, et aussi de voir si son effet sur la formation stellaire est négligeable ou considérable.

Le mémoire sera divisé ainsi ; le chapitre 1 présentera la théorie ainsi que les observations, le chapitre 2 présentera le code de simulation numérique utilisé pour effectuer nos simulations, Galactic Chemo-Dynamical (GCD+), ainsi que le modèle utilisé pour les NAGs qui a été ajouté au code. Le chapitre 3 présentera les paramètres des conditions initiales des galaxies simulées et la méthode utilisée pour les générer. Au chapitre 4, je présenterai les résultats de mes simulations ainsi que leur analyse. Le mémoire se terminera avec une discussion générale au chapitre 5, puis avec une conclusion ainsi qu'avec des possibilités de continuation du projet.

Chapitre 1

Théorie et observations

1.1 Modèle cosmologique et formation de galaxies

Le modèle cosmologique dominant dans la communauté scientifique est le modèle à matière sombre froide avec constante cosmologique, Λ CDM. Selon ce modèle, l'Univers est né il y a environ 13,7 milliards d'années, lors d'un évènement bien connu nommé Big Bang. À ce moment, l'Univers entre en expansion, et est extrêmement dense et chaud. Les premiers instants de l'Univers sont riches en évènements importants, puisqu'il se refroidit très rapidement. Dans les premières fractions de sa première seconde, l'Univers connaît une période d'inflation, le faisant grandir très rapidement et diminuant de ce fait très rapidement sa température. Bien plus tard, mais toujours dans cette même seconde, l'Univers se refroidit suffisamment pour voir naître des particules que nous nommons hadrons, la famille de particules dont font partie les protons et les neutrons, particules nécessaires à la formation de la matière baryonique, c'est à dire la matière présente dans notre tableau périodique.

Les prochaines minutes de l'Univers vont connaître un moment très important dans l'histoire de l'Univers, qui est connu sous le nom de l'époque de la nucléosynthèse primordiale. C'est à ce moment que les premiers atomes qui composent la matière baryonique seront conçus, et que leur concentration présente dans l'Univers sera déterminée. Cette époque débutera lorsque l'Univers sera âgé d'environ 200 secondes, et se terminera après à peine 20 minutes, puisque l'Univers aura à ce moment une température et une densité trop faibles pour permettre la fusion entre les noyaux des atomes (Coc, 2013). À la fin de celle-ci, la distribution de la masse de notre Univers sera de 75% d'hydrogène, 25% d'hélium, avec des traces de deutérium, de tritium, d'hélium 3 et de lithium (Steigman, 2004). Cette matière baryonique n'est cependant qu'une infime partie de ce qui constitue notre Univers, soit environ seulement 5% de sa composition. La matière sombre le constitue à 27%, et l'énergie sombre à 68% (Planck Collaboration et al., 2014).

Il faut par la suite attendre quelques milliers d'années pour que l'Univers se soit suffisamment

refroidi, soit environ 10 000 ans, pour que la densité d'énergie de la matière devienne plus importante que celle du rayonnement (Zuckerman & Malkan, 1996), ce qui permet aux régions plus denses, déterminées par les fluctuations quantiques de la densité lors de la période d'inflation, de s'effondrer sur elles-mêmes par leur propre gravité. Les régions de l'Univers qui étaient les plus denses subiront donc une amplification de leur densité. À cette époque, cet effondrement n'affecte que la matière sombre, la matière baryonique étant toujours en équilibre avec la radiation. Pour que cette dernière puisse être influencée par la gravité de la matière sombre, il faudra attendre le moment où la matière se découple de la radiation, époque nommée recombinaison, lorsque l'Univers atteint l'âge d'environ 380 000 ans.

La matière sombre va continuer de s'effondrer par sa propre gravité, et la différence entre les zones à grande et faible densité va continuer de s'accroître, pour former une structure en filaments. Lorsque la matière baryonique sera découplée, elle va s'effondrer elle aussi en subissant l'attraction gravitationnelle de la matière sombre.

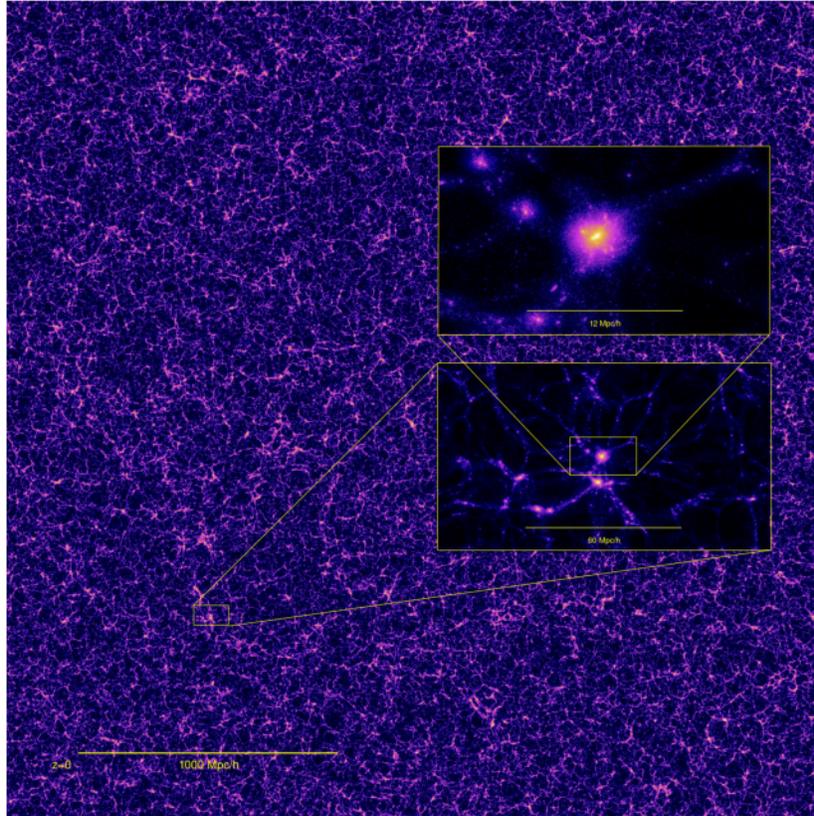


FIGURE 1.1 – Représentation de la structure en filaments au temps présent. Représentation d'un amas dans l'agrandissement présenté dans la boîte. Simulation "Horizon Run 4", (Kim et al., 2015).

La figure 1.1 représente bien la structure filamenteuse de notre Univers. L'effondrement de la matière baryonique va créer des nuages de gaz qui seront entourés de halos de matière sombre.

Contrairement à la matière sombre, la matière baryonique interagit avec elle-même, et le gaz pourra commencer à produire les premières étoiles. Au début de l'Univers, il n'y a pas de méga-structures. Le modèle cosmologique prévoit que l'on va former de petites structures en premier, qui pourront interagir par gravité et fusionner entre elles, pour former des structures plus grosses. De petites galaxies se formeront donc en premier lieu, et la densité élevée de l'Univers ainsi que son facteur d'échelle plus petit qu'aujourd'hui rend ces collisions entre les structures très probables, c'est donc très tôt dans l'histoire de notre Univers que les grosses structures vont se former. Ce scénario de formation est supporté par plusieurs simulations numériques, dont les simulations Millenium (Springel et al., 2005b) et Millenium-II (Boylan-Kolchin et al., 2009) qui sont assez connues, ainsi que la simulation Horizon Run 4 (Kim et al., 2015), qui a produit la figure 1.1, pour ne nommer que celles-ci.

1.2 Galaxies et structures de galaxies

Les galaxies formées peuvent être de tailles et formes différentes, mais il y a des ressemblances entre les galaxies, ce qui permet de faire un classement de celles-ci. Il peut y avoir présence de structures morphologiques tel qu'une barre, et aussi avoir la présence d'un noyau actif (NAG). Les NAGs jouent un rôle important dans l'évolution d'une galaxie. La rétroaction du NAG régularise la formation stellaire dans le centre de la galaxie, et affecte l'évolution ou la formation de structures morphologiques comme les barres.

1.2.1 Formation du disque

La première chose que l'on peut observer lorsque l'on regarde une galaxie spirale est le disque galactique. Ce disque prend son origine dans un processus fondamental : la conservation du moment cinétique, qui fait qu'un système qui s'effondre par sa propre gravité va éventuellement arrêter de s'effondrer par un support rotatif. Pour comprendre les propriétés physiques d'un disque galactique, il faut connaître son moment cinétique ainsi que le potentiel gravitationnel du puits dans lequel il se forme.

Le moment cinétique du gaz va voir son origine dans un torque créé par les effets de marée des structures à grande échelle environnantes (Hoyle, 1945; Benson, 2010). Des simulations numériques hydrodynamiques non radiatives effectuées par Sharma & Steinmetz (2005) ont montré que la distribution différentielle du moment cinétique spécifique j est donnée par

$$\frac{1}{M} \frac{dM}{dj} = \frac{1}{j_d^\alpha \Gamma(\alpha)} j^{\alpha-1} e^{-j/j_d}, \quad (1.1)$$

où Γ est la fonction gamma, M est la masse totale du gaz, $j_d = j_{\text{tot}}/\alpha$ et j_{tot} est le moment cinétique spécifique moyen du gaz. Sharma & Steinmetz (2005) ont trouvé comme valeur

médiane $\alpha = 0.89$, et la fraction de masse ayant un moment cinétique spécifique inférieur à j est donnée par

$$f(< j) = \gamma\left(\alpha, \frac{j}{j_d}\right), \quad (1.2)$$

où γ est la fonction gamma incomplète.

Une fois que la distribution du moment cinétique de la composante baryonique du halo qui se refroidit pour former une galaxie est connue, on peut trouver la structure du disque rotatif résultant en solutionnant l'équation suivante (Mo et al., 1998; Mao et al., 1998)

$$\frac{j^2(M)}{R^3(M)} = \frac{\partial}{\partial R}\Phi(R), \quad (1.3)$$

où $j(M)$ est le moment cinétique spécifique pour une masse donnée M et on résout cette équation pour $R(M)$. Le potentiel dans l'équation est la somme de l'auto-gravité du disque ainsi que de tous les autres potentiels externes qui peuvent contribuer de manière adiabatique à la formation du disque, comme par exemple le halo de matière sombre ou bien encore un bulbe. Pour un disque mince, le potentiel est généralement donné par

$$\Phi(R, 0) = -4G \int_0^R \frac{da}{\sqrt{R^2 - a^2}} \int_a^\infty dR' \frac{R' \Sigma(R')}{\sqrt{R'^2 - a^2}} \quad (1.4)$$

(Binney & Tremaine, 2008).

Pour que notre disque galactique soit stable, il est important de respecter le critère de Toomre (Toomre, 1964), qui stipule que le disque sera stable axisymétriquement si $Q > 1$ où

$$Q = \frac{\kappa \sigma_{\text{gaz}}}{\pi G \Sigma_{\text{gaz}}}, \quad (1.5)$$

où

$$\kappa = \left(R \frac{d\Omega^2}{dR^2} + 4\Omega^2 \right)^{1/2} \quad (1.6)$$

est la fréquence épicyclique et Ω est la fréquence angulaire du disque, pour un disque gazeux avec une densité de surface Σ_{gaz} et une dispersion de vitesses σ_{gaz} .

Pour le disque stellaire, le critère est avec une densité de surface Σ_* et une dispersion de vitesses σ_* est donné par :

$$Q = \frac{\kappa\sigma_*}{3.36G\Sigma_*}. \quad (1.7)$$

1.2.2 Formation de la barre

La présence d’une barre est très fréquente dans les galaxies spirales, et on estime à partir des observations qu’une fraction allant de 20% jusqu’à plus de 60% des galaxies spirales seraient barrées (Eskridge et al., 2000; Elmegreen et al., 2004; Jogee et al., 2004; Nair & Abraham, 2010; Martínez & Muriel, 2011; Giordano et al., 2011; Masters et al., 2011; Lee et al., 2012). La fraction de galaxies barrées varie énormément d’une étude à l’autre, dépendant de la méthode utilisée ou bien encore de la définition de la barre qui peut varier d’un auteur à l’autre. La formation d’une barre dans la galaxie peut grandement modifier son évolution, comme le démontrent des études analytiques ainsi que des simulations numériques. Avant de parler des effets de la barre sur l’évolution de la galaxie, il est intéressant de comprendre comment celles-ci se forment.

Il existe deux manières de former une barre : soit sa formation est déclenchée par une interaction gravitationnelle avec une autre galaxie (Noguchi, 1996; Gabbasov et al., 2006; Lokas et al., 2014), soit elle est formée naturellement de manière séculaire par une instabilité du disque (Sellwood, 1981; Efstathiou et al., 1982; Raha et al., 1991; Block et al., 2002; Martel et al., 2013). Des simulations numériques ont d’ailleurs bien démontré cette dernière possibilité, en utilisant comme conditions initiales un disque parfaitement axisymétrique, qui est instable, et une barre en est naturellement formée (Shlosman et al., 1989). La formation de la barre est liée à la concentration du halo de matière sombre ; le paramètre de concentration du halo de matière sombre aura alors un effet direct sur la stabilité du disque et sur la barre résultante (Carles et al., 2016).

Le gaz se déplacera le long de la barre vers le centre, dû à un torque gravitationnel causé par celle-ci. Ce déplacement du gaz vers le centre de la galaxie augmentera le réservoir de gaz au centre de celle-ci, et causera ainsi un épisode de formation stellaire intense. Cet épisode de formation stellaire intense permettra un enrichissement de la métallicité dans les régions centrales. Cependant, ce n’est pas tout le gaz qui ira directement au centre de la galaxie. Il a été montré que pendant que le gaz coule tout au long de la barre, ce dernier va conserver du moment cinétique qui va l’empêcher de tomber directement au centre de la galaxie, et tendra ainsi à former une orbite allongée à l’intérieur de la barre stellaire (Combes & Gerin, 1985; Athanassoula, 1992b; Combes & Elmegreen, 1993; Fux, 1999; Maciejewski et al., 2002; Regan & Teuben, 2004; Baba et al., 2010). Si éventuellement le gaz se rend au centre de la galaxie, il pourrait aussi être accrété par un trou noir central et ainsi nourrir un NAG (Shlosman et al., 1989; Shlosman & Noguchi, 1993; Heller & Shlosman, 1994; Collin et al., 2003; Jogee, 2006).

La barre va donc apporter plus de gaz vers la région centrale de la galaxie, et cette nouvelle

matière permettra de former des étoiles supplémentaires. Le taux de formation stellaire (TFS) dans la région centrale augmentera, soit de manière régulière, soit sous la forme d'un starburst. Ces étoiles nouvellement formées produiront de la rétroaction, sous la forme de vents stellaires ou encore de supernovæ (SNe), qui mèneront éventuellement à une augmentation de la métallicité dans le centre de la galaxie. Finalement, le gaz qui n'aura pas été converti en étoiles pourra, s'il perd suffisamment de moment cinétique, nourrir le NAG central. Les galaxies spirales barrées devraient donc avoir un gradient de métallicité initialement plus plat, un TFS central plus élevé, plus de métaux au centre et une activité du NAG plus intense que les galaxies spirales non-barrées.

1.2.3 Noyau actif de galaxie

Les noyaux actifs de galaxie (NAGs) sont une structure présente dans certaines galaxies produisant une énorme quantité d'énergie. La luminosité bolométrique produite par un NAG peut atteindre des valeurs aussi grande que 10^{40} à 10^{47} ergs s⁻¹ (Crenshaw et al., 2003). Pour produire une telle quantité d'énergie dans le centre de la galaxie, il faut la présence d'un trou noir très massif, qui est dans la littérature nommé trou noir supermassif. Ce dernier pourra produire de l'énergie par un processus d'accrétion de la matière gazeuse dans le trou noir supermassif (Proga, 2007). Cette énergie peut être retournée au milieu par deux processus, soit par radiation, ou soit par jets.

Différents scénarios pourraient expliquer l'origine de telles structures dans l'Univers. Les trous noirs supermassifs pourraient avoir comme origine les trous noirs laissés par les étoiles de populations III, ou bien encore il serait possible qu'un nuage de gaz très pauvre en métaux se soit effondré gravitationnellement pour former directement un trou noir et non une étoile. L'origine des trous noirs supermassifs est importante pour être en mesure de déterminer la masse initiale de ceux-ci, et dépendant du scénario, la masse initiale des trous noirs supermassifs peut se situer entre 100 et $10^6 M_{\odot}$ (Heger & Woosley, 2002; Begelman et al., 2006; Lodato & Natarajan, 2006). Les masses des trous noirs supermassifs peuvent atteindre des masses encore plus élevées, puisque ces derniers vont pouvoir accréter de la matière au cours du temps, via un disque d'accrétion qui se formera autour du trou noir. Les NAGs sont principalement retrouvés dans les galaxies de grande masse (Bellovary et al., 2011; Fabian, 2012).

1.2.4 Formation stellaire et observations

L'effet sur la formation stellaire de la présence d'une barre est bien connu. Puisque cette dernière va apporter du matériel gazeux vers le centre de la galaxie, la formation stellaire sera favorisée dans le centre de la galaxie, et il y aura un pic dans le taux de formation stellaire à un moment de l'évolution de la galaxie, que l'on ne retrouvera pas dans des galaxies non barrées, et cela reste vrai même si on modifie la masse de la galaxie spirale (Carles et al., 2016).

La présence d'un NAG quant à lui pourrait avoir un effet positif ou négatif sur la formation stellaire. En effet, Cresci et al. (2015) suggèrent que l'injection d'énergie et de moment cinétique dans le gaz peut générer des ondes de choc qui vont générer de la formation stellaire en compressant le gaz, ce qui résulterait en un effet positif sur la formation stellaire. D'autres articles récents suggèrent que l'effet des NAGs sur la formation stellaire n'est pas clair, et que la rétroaction du NAG ne se limiterait pas à supprimer la formation stellaire, mais pourrait aussi avoir des effets positifs sur celle-ci. Les résultats de Carniani et al. (2016) sur l'étude de la rétroaction de NAG suggèrent que l'émission étroite de raies H_α , le long des bords du cône de jets, laisse place à une interprétation de rétroaction positive sur la formation stellaire. Ces conclusions sont assez similaires à Cresci et al. (2015), et la figure 1.2 représente les rétroactions positives et négatives sur la formation stellaire causées par le NAG.

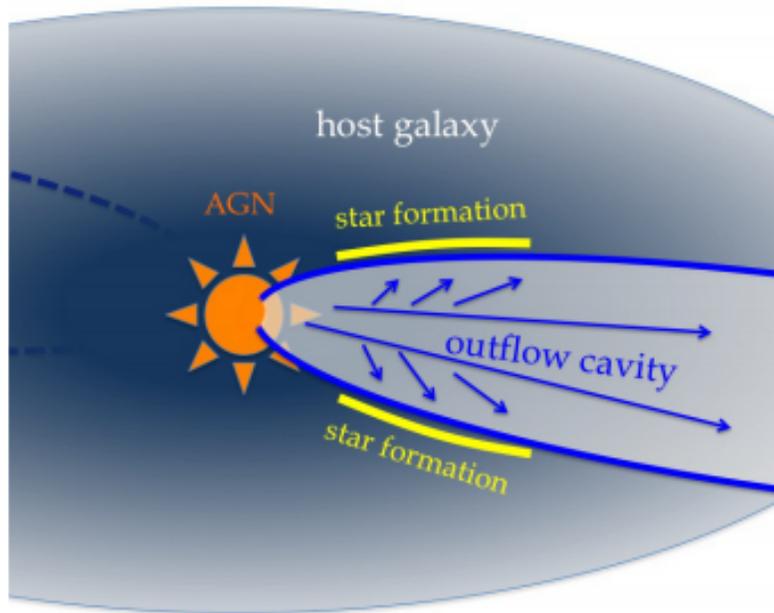


FIGURE 1.2 – Vue schématique de la géométrie du système de NAG. Le matériel éjecté à haute vitesse balaie le gaz, créant une cavité supprimant la formation stellaire, créant ainsi une rétroaction négative, mais comprime aussi le gaz le long du jet permettant de la formation stellaire et créant aussi une rétroaction positive. Figure tirée de Cresci et al. (2015).

De son côté, Balmaverde et al. (2016) ont voulu tester le modèle de base de rétroaction négative du NAG, qui stipule que lorsque le trou noir central accrète à la limite d'Eddington et atteint une certaine masse critique, il devrait pousser le gaz vers l'extérieur, supprimant la formation stellaire et régularisant la croissance du trou noir. Pour ce faire, ils ont utilisé 224 quasars sélectionnés du Sloan Digital Sky Survey (SDSS) avec $z < 1$ observés en infrarouge avec le Herschel Space Observatory, et ont évalué le taux de formation stellaire en se servant des signatures des raies $[OIII]\lambda 4959, 5007$ et $[OII]\lambda 3726, 3729$. Encore une fois ici, les observations

ne concordent pas avec le scénario de rétroaction négative. Leurs résultats ne présentent pas de taux de formation stellaire plus petit pour des galaxies avec un très gros flux que pour les galaxies avec un petit flux, comme prédit par le modèle. Au contraire, les taux de formations stellaires sont comparables, et même parfois plus grands pour des galaxies à grand flux. Les auteurs concluent donc ici que le scénario de rétroaction négative n'est pas favorisé par leurs résultats, et émettent comme hypothèse la possibilité que les flux produits par les NAGs ne seraient pas le mécanisme principal par lequel le taux de formation stellaire serait supprimé dans les galaxies bleues.

Du côté des simulations numériques, il en est de même aussi; Roos et al. (2015) trouvent que bien que leurs modèles numériques produisent une rétroaction significative des NAGs, la radiation et le réchauffement du gaz causés par le NAG ne réduisent que d'un petit pourcentage au mieux la formation stellaire pour une luminosité de quasar ($L_{\text{bol}} = 10^{46.5} \text{ erg s}^{-1}$).

Contrairement à mon projet, ces observations et simulations ne sont pas concentrées que sur des galaxies spirales barrées. L'ajout de la rétroaction de la barre en plus de celle du NAG à l'évolution de la galaxie apporte des résultats intéressants, que nous discuterons dans le chapitre 4 du mémoire.

Chapitre 2

Code de simulation GCD+ avec NAG

Ce chapitre sera consacré à la méthode utilisée pour obtenir les résultats des simulations numériques qui seront présentées dans les chapitres suivants. Le code utilisé se nomme GCD+, acronyme qui signifie "Galactic Chemo-Dynamical plus", qui a été développé au début des années 2000 par notre collaborateur, Daisuke Kawata. GCD+ est conçu dans le but d'étudier l'évolution d'une ou plusieurs galaxies. Il est donc possible d'étudier comment une galaxie isolée évoluera au cours du temps, d'étudier le cas de fusion entre deux galaxies, ou bien encore par exemple l'effet du passage d'une grosse galaxie près d'une galaxie naine. Les possibilités sont multiples, et le code a subi plusieurs améliorations au cours des dernières années, ayant à chaque mise à jour un peu plus de phénomènes physiques traités (Kawata & Gibson, 2003; Brook et al., 2004; Gibson et al., 2009; Kawata et al., 2013, 2014). Le dernier gros ajout à ce code est l'inclusion d'un modèle de NAGs, modèle implémenté par un autre collaborateur, David Williamson.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons aux algorithmes physiques du code, et laisserons tomber tout ce qui touche à la gestion informatique, telle que la gestion au niveau de la mémoire ou bien la parallélisation qui permet de diviser la tâche sur plusieurs processeurs. La présentation des algorithmes utilisés se fera dans cet ordre : fonctionnement d'un code à arbre, ajout de l'hydrodynamique, utilisation d'une physique de sous-grille, et finalement la présentation de notre modèle de NAG.

2.1 Méthode numérique, code à arbre et gravité

2.1.1 Méthode numérique

Dans un premier temps, avant de parler de méthode à arbre, il faut être en mesure de transformer notre problème physique, dans notre cas l'évolution temporelle d'une galaxie, en un problème traitable numériquement. Il existe deux grandes méthodes. La première, dite Eulérienne, consiste à diviser en de petites boîtes d'un volume défini notre volume total de

simulation. Chacune de ces petites boîtes peut avoir un nombre défini de paramètres, comme par exemple une densité ou une température. Bien sûr, il faut avoir un nombre fini de ces petites boîtes, puisqu'il y a une limitation au niveau informatique. Il y a donc une résolution spatiale limitée avec un code Eulérien.

L'autre méthode est nommée Lagrangienne, utilisée par notre code de simulation. Dans une méthode Lagrangienne, on utilise le concept de particules, c'est à dire que l'on va prendre la masse totale contenue dans notre volume numérique, et on va la diviser en plusieurs petits points libres de se déplacer et ayant une fraction de la masse totale. Il est possible de créer plusieurs types de particules : dans le cas d'une galaxie constituée de matière sombre, de gaz et d'étoiles, nous allons donc créer trois types de particules. La Voie Lactée a une masse d'étoiles estimée à $6.08 \times 10^{10} M_{\odot}$ (Licquia & Newman, 2015), et à partir de cela, l'ordre de grandeur du nombre de particules nécessaire pour avoir une particule par étoile est imaginable, et rapidement on peut se rendre compte qu'il faudrait des milliards de particules, ce qui est irréaliste à faire avec les limitations de calculs des ordinateurs de nos jours. Il est donc important de savoir que lorsque l'on parle d'une particule étoile, il s'agit en fait d'une particule qui représente plusieurs étoiles combinées ensemble, et non pas des étoiles seules. Chaque particule aura plusieurs paramètres, tel que sa position (x, y, z) , sa vitesse (V_x, V_y, V_z) , sa masse, et tout un ensemble d'autres paramètres déterminés selon les besoins de la simulation. Il n'est par exemple pas nécessaire d'inclure un paramètre de champs magnétique si on ne s'en sert pas dans le code.

En plus du nombre de particules comme limite aux simulations numériques, le temps en sera une autre. En effet, il est impossible de simuler toutes les secondes possibles qui peuvent s'écouler dans un intervalle de temps de plusieurs centaines de millions d'années, et il faudra donc choisir un intervalle de temps minimum raisonnable entre deux états de notre système et qui permettra de bien résoudre les phénomènes physiques étudiés. Ce saut temporel se nomme pas de temps. Il est maintenant possible avec ces informations de résumer ce que l'on appelle schéma d'intégration, c'est à dire comment le logiciel simulera une évolution de galaxie.

1. Dans un premier temps, on divise la masse totale de la galaxie en un nombre de particules, dont on détermine la fraction de particules gaz, de particules étoiles et de particules de matière sombre. Il faut par la suite attribuer aux particules une position, une vitesse, une température, et tout autre paramètre de notre particule. Ces valeurs représentent nos conditions initiales, qui seront présentées dans le chapitre 3.

2. Le logiciel calcule les interactions entre les particules. Par exemple, la gravité va affecter toutes les particules peu importe leur type, tandis que l'hydrodynamique n'aura d'effets que sur les particules de gaz, et ainsi de suite pour plusieurs phénomènes.

3. Le logiciel applique les forces et interactions calculées à toutes les particules, pour un pas de temps défini en fonction des besoins. Dans le cas d'évolutions de galaxies, on peut se

permettre d'avoir un pas de temps de quelques milliers d'années, puisque l'état du système varie lentement. Le temps de la simulation devient donc $t = t_0 + \Delta t$ où t_0 est le temps initial, et Δt est le pas de temps.

4. Le nouvel état du système devient les nouvelles "conditions initiales", et on reprend le processus à partir du point 2, et ainsi de suite jusqu'à ce que le temps du système atteigne le temps que l'on souhaite atteindre. À la fin du processus, on aura donc plusieurs sauvegardes de l'état du système à des moments différents, et il sera donc possible d'analyser l'évolution temporelle de notre système.

2.1.2 Gravité

Le phénomène physique le plus important et qui va déterminer le comportement général de notre système galactique est la gravité. Il s'agit de la principale force qui fera évoluer notre système, et elle influencera tous les autres phénomènes physiques que nous ajouterons dans le code. Nous utilisons un code qui possède différents types de particules ; particules de gaz, particules étoiles, particules de matière sombre et particule trou noir. Toutes ces particules interagissant entre elles par la gravité, on se retrouve donc avec un problème à N corps pour résoudre la gravité où N est le nombre de toutes les particules de la simulation. Fort heureusement, nous ne simulons que des galaxies isolées dans un diamètre d'environ 40 kpc et ayant une masse totale suffisamment petite pour ne pas avoir à traiter de la relativité générale ; celle-ci ne serait nécessaire que si la taille du système était beaucoup plus grande qu'actuellement. Pour traiter la gravité, une approche newtonienne du potentiel gravitationnel est donc suffisamment précise pour notre système. La formulation est donc beaucoup plus simple, et prend la forme suivante :

$$\nabla\Phi(r_i) = -G \sum_j \frac{m_j \mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|^3}, \quad (2.1)$$

où $\Phi(r_i)$ est le potentiel gravitationnel à la position r_i de la particule i , G est la constante gravitationnelle universelle, m_j est la masse de la particule j , et finalement \mathbf{r}_{ij} est la position de la particule i par rapport à la particule j .

Il y a cependant un problème de taille, car avec cette formulation, il faut calculer l'interaction de chaque particule avec toutes les autres particules de la simulation numérique, et donc on se retrouve avec $N \times (N - 1)$ opérations à calculer, donc de l'ordre de N^2 opérations mathématiques, ce qui est énorme. Avec une telle méthode, le temps de calcul sur un ordinateur numérique est gigantesque, et pour que ce soit calculable dans un temps raisonnable, il faut limiter énormément le nombre de particules de la simulation. Fort heureusement, il existe des méthodes moins coûteuses en ressources numériques, et c'est le cas de la méthode à arbre, ou code à arbre, que GCD+ utilise.

2.1.3 Code à arbre

Cette méthode fut introduite dans le milieu des années 1980, par [Barnes & Hut \(1986\)](#), afin de permettre une diminution majeure du temps de calcul pour le potentiel gravitationnel, en introduisant le code à arbre, qui réduit le nombre d'opérations à un ordre $(N \log N)$. L'idée de la méthode à arbre est de réduire le nombre de calculs à effectuer en utilisant une approximation multipolaire; on calcule exactement la contribution des j particules qui sont à proximité de la particule i , puisque la contribution des particules proches est plus importante, mais dans le cas des particules plus éloignées, il est possible de regrouper plusieurs particules en une particule plus grosse, en additionnant les masses de toutes les j particules éloignées et en positionnant cette nouvelle grosse particule au centre de masse du groupe de particules. En effectuant cela pour chaque groupe de particules éloignées, il est alors possible de réduire le nombre d'opérations à calculer. Voici plus en détails la procédure.

Dans un premier temps, il faut construire la structure que nous nommons arbre. Dans une simulation en 3 dimensions, il faut d'abord diviser le volume total de la simulation en huit cubes de taille d^3 . Par la suite, la masse totale de toutes les particules d'un cube ainsi que la position de leurs centres de masse sont calculées. Chacun de ces cubes sera par la suite divisé en huit, à condition que le cube divisé ait plus d'une particule à l'intérieur, puis la masse totale ainsi que la position du centre de masse seront de nouveau calculées. Cette opération se poursuit jusqu'au moment où il y a une particule dans chacun des cubes, et bien sûr, lorsqu'il n'y a qu'une seule particule ou aucune dans un cube, ce dernier n'est plus subdivisé. La figure 2.3 représente le processus de la création d'un arbre en deux dimensions.

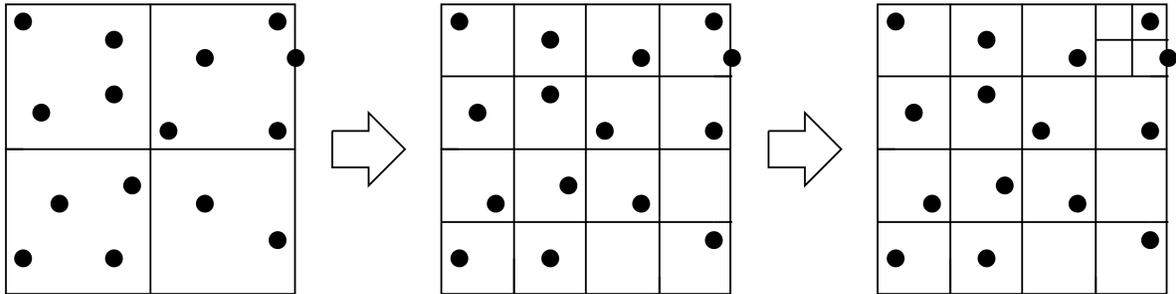


FIGURE 2.1 – Représentation en deux dimensions de la création de l'arbre. À chaque étape de la création, on subdivise les carrés qui ont plus d'une particule en quatre sous-carrés. En trois dimensions, on diviserait des cubes en huit.

L'objectif que l'on cherche à atteindre est de remplacer la contribution de toutes les particules à l'intérieur d'un cube par la contribution d'une particule équivalente qui est située au centre de masse de notre cube. Pour faire cela, introduisons ici la technique mathématique tirée de [Bodenheimer et al. \(2007\)](#). Premièrement, il faut calculer le centre de masse d'un cube, O , par rapport au potentiel gravitationnel à une position \mathbf{R} , $\Phi(\mathbf{R})$. Les j particules à l'intérieur

du cube sont à une distance \mathbf{r}_j du centre de masse O , et l'angle formé par le vecteur \mathbf{r}_j et le vecteur \mathbf{R} est θ_j , de sorte que le potentiel $\Phi(\mathbf{R})$ sera :

$$\Phi(\mathbf{R}) = -G \sum_j \frac{m_j}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}_j|}. \quad (2.2)$$

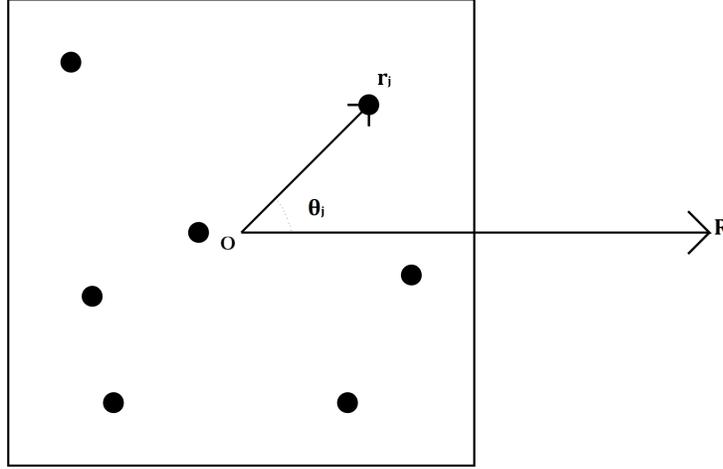


FIGURE 2.2 – Schéma du centre de masse en deux dimensions. Le point R correspond à la particule pour laquelle le potentiel est calculé, le point O est une particule équivalente à toutes celles qui sont à l'intérieur du carré situé au centre de masse et θ_j est l'angle entre les vecteurs \mathbf{R} et \mathbf{r}_j .

Il est possible d'exprimer la différence entre les vecteurs \mathbf{R} et \mathbf{r}_j sous cette forme :

$$\Phi(\mathbf{R}) = -G \sum_j \frac{m_j}{\sqrt{\mathbf{R}^2 + \mathbf{r}_j^2 - 2\mathbf{R} \cdot \mathbf{r}_j}}, \quad (2.3)$$

$$\Phi(\mathbf{R}) = \frac{-G}{|\mathbf{R}|} \sum_j \frac{m_j}{\sqrt{1 - 2\left|\frac{\mathbf{r}_j}{\mathbf{R}}\right| \cos \theta_j + \left(\frac{r_j}{R}\right)^2}}. \quad (2.4)$$

L'équation 2.4 est équivalente à une fonction génératrice de Legendre,

$$(1 - 2Z \cos \theta + Z^2)^{-\frac{1}{2}} = \sum_n^{\infty} Z^n P_n(\cos \theta). \quad (2.5)$$

En développant sur le ratio \mathbf{r}_j/\mathbf{R} , l'équation 2.5 devient

$$\Phi(\mathbf{R}) = \frac{-G}{|\mathbf{R}|} \sum_j \sum_n^{\infty} m_j \left(\frac{|\mathbf{r}_j|}{|\mathbf{R}|} \right)^n P_n(\cos \theta_j), \quad (2.6)$$

$$\Phi(\mathbf{R}) = \frac{-G}{|\mathbf{R}|} \sum_j m_j \left(1 + \left(\frac{|\mathbf{r}_j|}{|\mathbf{R}|} \right) \cos \theta_j + \frac{\mathbf{r}_j^2 3 \cos^2 \theta_j - 1}{2} + \dots \right). \quad (2.7)$$

Le somme du second terme de l'équation 2.7 calcule la position moyenne des particules par rapport au centre de masse du cube, ce qui est nul par définition. Le potentiel gravitationnel du cube sera donc :

$$\Phi(\mathbf{R}) = - \left(\frac{GM}{|\mathbf{R}|} + \frac{-G}{|\mathbf{R}_i|} \sum_i m_i \left(\frac{\mathbf{r}_j}{\mathbf{R}} \right)^2 \frac{3 \cos^2 \theta_j - 1}{2} + \dots \right) \quad (2.8)$$

où le premier terme représente le potentiel des particules, en prenant pour acquis que celles-ci sont au centre de masse du cube, et le second terme représente la correction au premier ordre de cette approximation. La correction est donc fonction de $(\mathbf{r}_j/\mathbf{R})$, et puisque $\mathbf{r}_j \sim d$, qui est la longueur d'une arête du cube, ce rapport est donc la largeur du cube sur la distance entre le cube et la particule d'intérêt. Ce rapport est l'angle d'ouverture sous-tendu par le cube, $\theta = r/R$. Plus l'angle d'ouverture sera petit, plus faible sera l'erreur sur le calcul du potentiel gravitationnel. Pour que l'erreur sur le calcul soit la plus petite possible, il faut donc définir un angle critique θ_{crit} pour lequel le centre de masse d'un cube fournit une bonne approximation de la contribution des particules à l'intérieur du cube. Le calcul du potentiel n'est donc plus une somme sur les particules, mais plutôt une somme sur les cubes. Le code va vérifier la condition $\theta \leq \theta_{\text{crit}}$, et si c'est le cas, il utilisera son centre de masse pour calculer le potentiel, ou sinon, il passera à un cube plus petit, et ainsi de suite jusqu'à ce que la condition soit satisfaite. La valeur de θ_{crit} est un paramètre libre, et une série de tests permet d'en trouver une valeur. Dans le cas de GCD+, la valeur est fixée à 0.8rad. Il va sans dire que la méthode à arbre permet de réduire de beaucoup le temps de calcul, et selon la capacité de calcul des processeurs au moment de l'écriture de (Bodenheimer et al., 2007), l'estimation du temps de calcul pour une simulation de 1 000 000 particules serait de l'ordre d'un siècle pour la méthode d'ordre N^2 , et de 17.5 heures pour la méthode à arbre, d'ordre $N \log N$, soit un gain d'une rapidité d'un facteur 70 000.

2.1.4 Longueur d'adoucissement

Afin d'éviter la formation de systèmes binaires durs (Bodenheimer et al., 2007), il est important de modifier le potentiel gravitationnel newtonien (équation 2.1) pour un potentiel de type

Plummer (Plummer, 1911), qui ajoute un terme d'adoucissement au potentiel, ϵ_i , à chacune des particules. Le potentiel de Plummer est donc :

$$\nabla\Phi(\mathbf{r}_i) = -G \sum_j \frac{m_j \mathbf{r}_{ij}}{(|\mathbf{r}_{ij}|^2 + \epsilon_{ij}^2)^{3/2}}, \quad (2.9)$$

où $\epsilon_{ij} = (\epsilon_i + \epsilon_j)/2$ est la moyenne de la longueur d'adoucissement des particules i et j . Utiliser ce potentiel permet donc de ne pas former de systèmes binaires durs, qui sont des systèmes où deux particules en interaction ont une énergie de liaison qui est égale ou supérieure à l'énergie cinétique moyenne des autres particules. Le problème est que l'énergie de liaison de ces particules aura la particularité de s'accroître lorsqu'elles interagissent avec une troisième particule, et puisque l'énergie de liaison augmente, la distance entre les deux particules se réduit et elles tourneront de plus en plus vite, phénomène nommé endurcissement, d'où le nom de système binaire dur. Cette situation va causer des problèmes au code en le ralentissant, puisque pour traiter ce genre de phénomène, le pas de temps du code devra nécessairement diminuer pour pouvoir suivre le mouvement de ces particules.

L'ajout de la longueur d'adoucissement se traduit ainsi : la gravité sera moins importante à très courte distance, ce qui empêchera la formation de tels systèmes. Puisque l'adoucissement est à très courte distance, sa portée sera elle aussi très courte, et donc cela n'affectera pas les autres particules qui ne sont pas en système binaire. Cependant, l'ajout d'un terme d'adoucissement vient limiter notre résolution spatiale à l'échelle de ϵ_i , mais n'affectera pas l'évolution à grande échelle de la galaxie.

2.2 Hydrodynamique et SPH

Afin de pouvoir inclure plus de phénomènes physiques dans une simulation numérique, il faut bien sûr pouvoir traiter l'hydrodynamique, et GCD+ ne fait pas exception à ce niveau. L'interaction dissipative entre les particules de gaz jouent un rôle fondamental dans l'évolution de nos galaxies, et on ne peut la négliger pour avoir des simulations numériques précises. En hydrodynamique, il existe 5 équations couplées pour décrire l'évolution d'un gaz non visqueux (Bodenheimer et al., 2007) :

$$\text{Équation de continuité : } \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \nabla \rho, \quad (2.10)$$

$$\text{Équation de la quantité de mouvement : } \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} - \frac{\nabla P}{\rho} - \nabla \Phi, \quad (2.11)$$

$$\text{Équation de l'énergie : } \frac{\partial u}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla u - \frac{P}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (2.12)$$

$$\text{Équation de Poisson : } \nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho, \quad (2.13)$$

$$\text{Équation d'état : } P = (\gamma - 1)\rho u. \quad (2.14)$$

où ρ est la densité, \mathbf{v} la vitesse, P la pression, u l'énergie spécifique interne, Φ le potentiel externe et finalement γ est l'indice polytropique du gaz. Pour un gaz monoatomique, on utilise $\gamma = 5/3$. Sous cette forme, les équations 2.10 à 2.14 permettent d'obtenir le comportement et l'évolution du gaz à un point donné de l'espace, comme toute approche Eulérienne. Cependant, pour les besoins du code, GCD+ utilise une approche Lagrangienne, et il faut donc être en mesure d'obtenir le comportement et l'évolution du gaz à un élément de masse donné. Fort heureusement, ces équations existent aussi sous forme Lagrangienne, et il est possible de réécrire les équations 2.10, 2.11 et 2.12 sous cette forme :

$$\text{Équation de continuité : } \frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (2.15)$$

$$\text{Équation de la quantité de mouvement : } \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \nabla \Phi, \quad (2.16)$$

$$\text{Équation de l'énergie : } \frac{du}{dt} = -\frac{P}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (2.17)$$

La différence entre les deux méthodes pour calculer l'évolution du gaz apporte deux modifications majeures aux équations de l'hydrodynamique. Premièrement, puisque les variables d'état des particules peuvent varier par évolution interne ou lorsque la particule se déplace d'un point de vue Lagrangien, et que du point de vue Eulérien il ne peut y avoir de déplacement de la particule puisque le point de vue est fixe, il faut donc remplacer les dérivées partielles par des dérivées totales. Deuxièmement, le fait que le point de vue suive la particule dans la méthode Lagrangienne fait en sorte que la matière ne se "déplace pas" dans notre point de vue, contrairement au cas Eulérien, et de ce fait il n'y a plus d'advection du point de vue Lagrangien. L'advection étant représentée par les termes en $\mathbf{v} \cdot \nabla$, ces derniers ne sont donc pas présents dans les équations 2.15, 2.16 et 2.17.

Il ne suffit pas d'inclure ces cinq formules au code et de les résoudre afin d'incorporer les interactions de l'hydrodynamique à notre galaxie. Un lecteur attentif sur la méthode présentée remarquera peut-être un défaut à la méthode Lagrangienne, puisqu'elle divise le gaz en un nombre fixe de particules. Résoudre la gravité avec N corps distincts se prête naturellement à la méthode Lagrangienne, mais pour ce qui est d'un gaz qui est un fluide continu, le choix d'un code Lagrangien qui peut causer des discontinuités n'est peut-être pas le choix instinctif.

Fort heureusement, une méthode développée par Lucy (1977) et Gingold & Monaghan (1977), nommée "Smoothed Particle Hydrodynamics", ou SPH, permet de traiter un gaz continu à partir d'éléments discrets, et GCD+ utilise cette méthode.

2.2.1 "Smoothed Particle Hydrodynamics", SPH

Pour rendre cela possible, il faut implémenter une fonction de poids à nos particules, ou "kernel" en anglais et communément identifiée par W . Cette fonction de poids permet de donner à chaque particule de gaz une projection de ses caractéristiques dans l'espace. Les *kernels* de différentes particules peuvent se chevaucher partiellement et chaque particule aura un nombre de particules voisines, N_v , défini. L'évolution et les interactions de chacune des particules seront alors calculées mathématiquement par un filtrage où l'influence d'une particule sur une autre sera proportionnelle au chevauchement relatif de son *kernel*. Dans GCD+, le *kernel* est donné par la fonction $W(r, h)$ suivante (Kawata & Gibson, 2003) :

$$W(r, h) = \frac{8}{\pi h^3} = \begin{cases} 1 - 6(r/h)^2 + 6(r/h)^3, & \text{si } 0 \leq r/h \leq 1/2; \\ 2[1 - (r/h)]^3, & \text{si } 1/2 \leq r/h \leq 1; \\ 0, & \text{autrement,} \end{cases} \quad (2.18)$$

où \mathbf{r} est la distance à partir du centre de la particule, et h est la longueur de filtrage, ou longueur de lissage, qui définira la zone d'influence de la particule. Plus la valeur de h sera grande, plus la zone d'influence de la particule sera étendue. Cette valeur peut changer d'un pas de temps à un autre afin de s'assurer que chacune des quantités calculées le soit avec le même nombre de voisins.

De manière générale, la fonction de filtrage peut être utilisée pour calculer n'importe quelle quantité physique sur une particule en sommant sur toutes les particules qui sont situées à l'intérieur de la longueur de lissage. On peut donc évaluer n'importe quelle fonction dépendant de la position r ainsi :

$$\langle f(\mathbf{r}) \rangle = \sum_j f(\mathbf{r}_j) W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j, h_{ij}) \Delta_j, \quad (2.19)$$

où $h_{ij} = (h_i + h_j)/2$ représente la longueur de lissage moyenne, et permet de conserver la symétrie. Quand à Δ_j , il s'agit du poids statistique accordé à chacune des particules voisines. Puisque la densité s'exprime comme étant la masse divisée par le volume, il est donc possible de réécrire Δ_j en fonction de la masse m_j et de la densité ρ_j , de sorte que

$$\Delta_j = \frac{m_j}{\rho_j} \quad (2.20)$$

Les formules 2.15, 2.16, 2.17, 2.13 et 2.14 peuvent être réécrites pour la forme SPH. En fait, l'équation de continuité, 2.15, peut être ignorée puisqu'elle est inutile compte tenu du fait qu'on s'intéresse à des éléments de masse. L'équation de Poisson, 2.13, est résolue par l'algorithme à arbre. L'équation d'état, 2.14, n'étant pas une équation différentielle, reste inchangée. Il reste donc deux équations à traiter, soit l'équation de la conservation de la quantité de mouvement, 2.16, et l'équation de l'énergie interne, 2.17.

2.2.2 Équation de la conservation de la quantité du mouvement

On pourrait naïvement vouloir écrire l'équation de la conservation de la quantité du mouvement sous forme SPH ainsi :

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho_i} \sum_j P_j \frac{m_j}{\rho_j} \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) \quad (2.21)$$

Cependant, il faut se poser une question importante en regardant l'équation 2.21 : est-ce que la quantité de mouvement est conservée ?

Calculons d'abord la force sur la particule i , qui est donnée par :

$$\mathbf{F}_i = m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = - \sum_j P_j \frac{m_i m_j}{\rho_i \rho_j} \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) \quad (2.22)$$

La force exercée par la particule j sur la particule i sera :

$$\mathbf{F}_{ji} = - \frac{m_i m_j P_j}{\rho_i \rho_j} \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h), \quad (2.23)$$

tandis que la force exercée par la particule i sur la particule j sera :

$$\mathbf{F}_{ji} = - \frac{m_i m_j P_i}{\rho_i \rho_j} \nabla W(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i, h) = + \frac{m_i m_j P_i}{\rho_i \rho_j} \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h). \quad (2.24)$$

Puisque $P_j \neq P_i$, on voit que sous cette forme, $F_{ij} \neq -F_{ji}$, et donc la conservation de la quantité de mouvement n'est pas respectée. Il faut donc réécrire notre équation avant de la convertir en SPH. Commençons par effectuer la dérivée en chaîne :

$$\nabla \left(\frac{P}{\rho} \right) = \frac{\nabla P}{\rho} - \frac{P}{\rho^2} \nabla \rho, \quad (2.25)$$

$$- \frac{\nabla P}{\rho} = - \nabla \left(\frac{P}{\rho} \right) - \frac{P}{\rho^2} \nabla \rho, \quad (2.26)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla\left(\frac{P}{\rho}\right) - \frac{P}{\rho^2}\nabla\rho, \quad (2.27)$$

et donc la forme SPH sera :

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -\sum_j \frac{m_j P_j}{\rho_j^2} \nabla_i W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h_{ij}) - \frac{P_i}{\rho_i^2} \sum_j m_j \nabla_i W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h_{ij}), \quad (2.28)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -\sum_j m_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} \right) \nabla_i W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h_{ij}). \quad (2.29)$$

L'équation 2.29 respecte ainsi la conservation de la quantité de mouvement, et sera donc utilisée comme équation pour la méthode SPH. Cependant, il faut ajouter un dernier terme, Q_{ij} , qui est un coefficient de viscosité artificielle. Sans entrer dans les détails mathématiques qui peuvent être retrouvés dans l'article de Navarro & Steinmetz (1997), l'ajout de ce terme permet de prendre en compte des ondes de chocs trop minces pour être directement résolues par SPH. L'équation de la quantité de mouvement sera donc finalement :

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -\sum_j m_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} + Q_{ij} \right) \nabla_i W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h_{ij}). \quad (2.30)$$

2.2.3 Équation de l'énergie interne

Tout comme pour l'équation de conservation du mouvement, il est possible de l'exprimer naïvement sous sa forme SPH :

$$\frac{du_i}{dt} = -\frac{P_i}{\rho_i} \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} v_j \cdot \nabla_i W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h_{ij}). \quad (2.31)$$

Encore une fois, il y a un problème avec cette formulation, car il n'y a pas conservation de l'énergie totale. Il faut donc de nouveau revenir à la formulation de base pour obtenir une équation qui respecte la conservation de l'énergie.

$$\nabla \cdot (\rho\mathbf{v}) = \rho\nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla\rho, \quad (2.32)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}) - \frac{\mathbf{v}}{\rho} \cdot \nabla\rho, \quad (2.33)$$

$$\frac{du}{dt} = -\frac{P}{\rho^2} \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}) + \frac{P}{\rho^2} \mathbf{v} \cdot \nabla\rho, \quad (2.34)$$

et donc la forme SPH pour l'équation de l'énergie interne sera :

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{P_i}{\rho_i^2} \sum_j m_j \mathbf{v}_{ij} \cdot \nabla_i W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h_{ij}). \quad (2.35)$$

L'équation 2.36 respecte la conservation de l'énergie, et permet d'éviter d'avoir de gros écarts de température à très courte distance, ce qui est très important puisque les échanges thermiques jouent un rôle important dans l'évolution de la galaxie. Encore une fois, l'équation 2.36 est trop simplifiée, et pour bien représenter le code GCD+, il faut rajouter quelques termes afin de tenir compte de plusieurs autres phénomènes tels que la viscosité, le refroidissement radiatif ainsi que le réchauffement causé par la rétroaction des supernovæ. Il faudra utiliser une physique de sous-grille pour ces points, concept qui sera expliqué plus loin dans ce chapitre. On ajoute donc les termes Q_{ij} pour la viscosité corrigée, Λ_i pour le refroidissement radiatif, et H_i pour le réchauffement causé par les supernovæ. La formule pour l'énergie interne devient donc :

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{P_i}{\rho_i^2} \sum_j m_j \mathbf{v}_{ij} \cdot \nabla_i W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h_{ij}) + \frac{1}{2} \sum_j m_j Q_{ij} \mathbf{v}_{ij} \cdot \nabla_i W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h_{ij}) - \frac{\Lambda_i}{\rho_i} + H_i. \quad (2.36)$$

2.3 Méthode d'intégration et pas de temps

Maintenant que nous connaissons les formules utilisées pour calculer l'état du système, il faut maintenant le faire évoluer dans le temps. Comme mentionné plus tôt, en simulation numérique, on doit faire évoluer un système par saut dans le temps, et le temps entre chaque saut représente la résolution temporelle de notre simulation. Ces sauts portent le nom de pas de temps, Δt , et pour chaque pas de temps, il suffit d'utiliser les équations vues dans la section précédente et de les intégrer temporellement, en utilisant à chaque pas de temps le nouvel état du système comme conditions initiales.

Puisque plusieurs phénomènes physiques sont inclus dans le code, et que ceux-ci peuvent se produire à des échelles de temps différentes, le pas de temps peut varier, puisqu'il faut avoir une résolution temporelle suffisante pour observer les phénomènes voulus. Il n'est pas nécessaire non plus d'avoir un pas de temps identique pour toutes les particules, les particules qui ne sont pas dans une situation nécessitant un petit pas de temps peuvent "avancer" dans le temps plus rapidement que celles qui nécessitent un pas de temps plus petit, ce qui permet d'économiser du temps de calcul. Il faudra donc calculer dynamiquement un pas de temps pour chacune des particules de la simulation, et dans le cas de GCD+, les pas de temps varient généralement entre 100 et 10 000 ans.

Pour résoudre les équations SPH, GCD+ utilise une méthode nommée saut de grenouille. Pour une particule donnée, l'évolution d'une quantité x à un temps i évolue ainsi :

$$x_i = x_{i-1} + \dot{x}_{i-1/2}\Delta t, \quad (2.37)$$

$$\dot{x}_{i+1/2} = \dot{x}_{i-1/2} + \ddot{x}_i\Delta t, \quad (2.38)$$

où Δt est le pas de temps, \dot{x} et \ddot{x} sont les dérivées temporelles première et seconde de x , et les indices i représentent l'étape à laquelle la simulation est rendue. L'objectif d'un pas de temps intermédiaire, $t_{i+1/2}$ est d'inverser les relations dans le but de reculer d'un pas t_{i+n} à t_i , afin de retrouver les mêmes valeurs. Cette symétrie temporelle implique une conservation de l'énergie du système.

GCD+ doit prendre plusieurs choses en considération. Dans un premier temps, il faut déterminer la durée du pas de temps, et pour ce faire, il faut regarder l'accélération de la particule. Si une particule est grandement accélérée et que le pas de temps est trop long, la particule sera accélérée de manière exagérée et ne représentera pas bien la réalité. De ce point de vue, il faut donc que la durée du pas de temps soit inversement proportionnelle à son accélération. Cette condition sous-entend donc que les particules dans les régions dynamiques auront besoin d'un pas de temps plus court que les particules qui sont par exemple en périphérie de la galaxie, où un pas de temps plus long est amplement suffisant. Il y a donc deux choix possibles : soit réduire le pas de temps de toutes les particules, ou bien avoir des pas de temps différents pour chaque particule. [Hernquist & Katz \(1989\)](#) ont démontré que le fait d'avoir des pas de temps différents diminue grandement le temps de calcul tout en conservant des résultats équivalents. Cependant, les auteurs clarifient que les pas de temps doivent demeurer cohérents et que les particules doivent être synchronisées de manière périodique tout au long de la simulation. En plus de cela, un dernier facteur à vérifier pour le pas de temps est la différence du pas de temps d'une particule i avec celui de ses j voisins, afin de ne pas avoir une trop grande différence de durée entre les deux. Cela permet d'éviter qu'une particule passe au travers d'une zone de choc.

Pour ces raisons, on impose les contraintes suivantes :

$$\Delta t_i \leq k\Delta t_j, \quad (2.39)$$

$$\Delta t_i = \frac{\Delta t_{\max}}{2^n} \quad (2.40)$$

L'équation 2.39 permet de restreindre la différence de pas de temps entre une particule i et sa particule voisine j où k est une constante, généralement un nombre entier. Dans le cas de GCD+, cette constante est $k = 4$, ce qui signifie qu'une particule peut au plus avoir un pas

de temps 4 fois supérieur à sa voisine. L'équation 2.40 quant à elle permet de contraindre les valeurs de pas de temps en fonction de Δt_{\max} , la longueur maximale du pas de temps. Il est ainsi possible de s'assurer que toutes les particules seront synchronisées périodiquement.

2.4 Dynamique de sous-grille

La physique de sous-grille permet d'inclure des phénomènes physiques qui se produisent à des échelles plus petites que ce que la résolution de la simulation permettrait, en émulant ces derniers. Puisque ce projet se consacre principalement à la formation stellaire, seule celle-ci sera expliquée en détail. Les autres mécanismes, comme le refroidissement radiatif, la diffusion des métaux ou encore la rétroaction stellaire, par exemple les supernovae, sont présents dans le code, mais ne seront que brièvement décrits. L'algorithme de la rétroaction des NAGs, qui utilise aussi une physique de sous-grille, sera présenté à la fin de cette section en détail.

2.4.1 Refroidissement radiatif et diffusion des métaux

Le refroidissement radiatif est un phénomène important traité à partir de la dynamique de sous-grille. Ce dernier permet aux nuages de gaz de perdre efficacement de l'énergie, ce qui leur permet d'avoir une pression moins grande, et ainsi pouvoir engendrer de la formation stellaire. Pour prendre en compte le refroidissement radiatif, il faut ajouter à l'équation 2.17 deux termes supplémentaires :

$$\frac{d\mu_{\text{rad}}}{dt} = \frac{\mathcal{H} + \Lambda}{\rho_{\text{g}}} \quad (2.41)$$

où \mathcal{H} représente le taux de réchauffement du gaz, et Λ le taux de refroidissement. Pour obtenir leurs valeurs, GCD+ utilise des tables de courbes de refroidissement qui proviennent de MAPPING III (Sutherland & Dopita, 1993), et le refroidissement radiatif est simulé à partir de ces tables. Ces courbes dépendent de la métallicité et de la température du gaz. Le principe est assez simple : le code choisira une courbe de refroidissement adaptée à la métallicité et l'utilisera pour ses calculs. La figure 2.3 présente les courbes de refroidissement que GCD+ utilise. Il est important de spécifier que GCD+ n'utilise pas de réchauffement, et seulement du refroidissement.

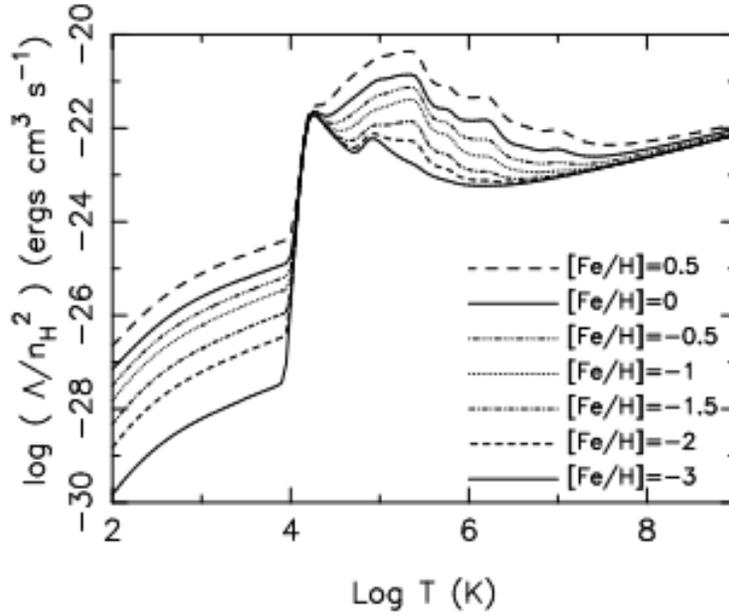


FIGURE 2.3 – Courbe de refroidissement utilisées par GCD+, présentant les taux de refroidissement en fonction de la température pour différentes métallicités. Figure tirée de Kawata & Gibson (2003)

GCD+ permet de suivre l'évolution chimique de la galaxie au cours de son évolution. Chacune des particules se fait attribuer une fraction d'éléments chimiques (H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si et Fe), et la somme de chacune des fractions de ces éléments est égale à 1. Ces fractions pourront être modifiées suite à la rétroaction des particules étoiles selon des tables de formation des étoiles de masses intermédiaires, de SNe II et SNe Ia. Ces métaux sont naturellement diffusés à travers le milieu interstellaire, et cette diffusion est importante entre autre dans la conduction thermique.

Pour diffuser les métaux, la méthode de Monaghan (2005) est utilisée. La diffusion d'un élément contaminant, c'est-à-dire les métaux dans notre cas, dans un nuage d'hydrogène, est décrite par

$$\frac{dc}{dt} = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (D \nabla c), \quad (2.42)$$

où c est la concentration par unité de masse de l'élément et D est le coefficient de diffusion. Sous forme SPH, cette équation prend la forme de

$$\frac{dc_i}{dt} = \sum_j K_{ij} (c_i - c_j), \quad (2.43)$$

avec

$$K_{ij} = \frac{m_j}{\rho_j \rho_i} \frac{4D_i D_j}{D_i + D_j} \frac{r_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij}}{r_{ij}^2}. \quad (2.44)$$

Il suffit par la suite d'implémenter cette équation au code, ce qui permet ainsi de diffuser les métaux de manière efficace.

2.4.2 Formation stellaire

Puisque la résolution de mes simulations n'est pas assez bonne pour reproduire d'elle-même la formation stellaire, il faut donc trouver un mécanisme pour l'implémenter dans le code. La physique de sous-grille permet de reproduire ce mécanisme, et pour ce faire, GCD+ utilise une méthode développée par Katz (1992) et Katz et al. (1996). Afin de pouvoir transformer une particule gaz en particule étoile, il y a trois critères à respecter :

1. La densité du gaz, ρ_g , est plus grande que la densité critique $\rho_{\text{crit}} = 2 \times 10^{-25} \text{g cm}^{-3}$, c'est à dire $n_{\text{H}} \sim 0.1 \text{cm}^{-3}$.
2. La pression du nuage est inférieure à la pression de Jeans,

$$P_{\text{Jeans}} = 1.2 N_{\text{Jeans}}^{2/3} \gamma^{-1} G h^2 \rho^2, \quad (2.45)$$

où $\gamma = 5/3$ est l'index adiabatique, h est la longueur de lissage, N_{Jeans} est le nombre de particules et ρ est la densité de la particule.

3. Le champ de vitesse du gaz est convergent ($\nabla \cdot \mathbf{v} < 0$).

Si ces trois conditions sont remplies, l'équation suivante est utilisée pour déterminer quel sera le taux de formation stellaire

$$\frac{d\rho_*}{dt} = \frac{d\rho_g}{dt} = C_* \frac{\rho_g}{t_{\text{ff}}}, \quad (2.46)$$

où $C_* = 0.02$ est le paramètre numérique représentant l'efficacité de formation stellaire et $t_{\text{ff}} = \sqrt{3\pi/16G\rho_g}$ est le temps d'effondrement du gaz. La formation stellaire est stochastique avec une probabilité P_* que tout le gaz d'une particule se transforme en étoile au cours d'un pas de temps d'une longueur Δt , qui est donné par

$$P_* = 1 - e^{-C_* \Delta t / t_{\text{ff}}}. \quad (2.47)$$

Par la suite, cette probabilité est comparée à un nombre aléatoirement généré entre 0 et 1 et si P_* est supérieur à ce nombre, la particule de gaz se transformera en particule étoile. La

fonction de masse initiale de la population d'étoiles nouvellement créées aura une distribution de Salpeter (1955) avec un nombre d'étoiles $\Phi(m)$ dans un intervalle de masse dm :

$$\Phi(m)dm = \frac{dN}{dm} = Am^{-(1+\gamma)}dm, \quad (2.48)$$

avec $\gamma = 1.35$. A est une constante de normalisation pour l'intervalle de masse $0.1M_{\odot} \leq m \leq 60M_{\odot}$. GCD+ utilise le critère d'Eddington pour définir cette limite supérieure, même si nous savons aujourd'hui qu'il existe des étoiles plus massives. Cependant, comme il n'y a que très peu d'étoiles plus massives que $60M_{\odot}$, les résultats seraient probablement similaires même en étendant la fonction de masse initiale.

2.4.3 Noyau actif de galaxie

L'algorithme du NAG est le gros ajout au code de GCD+ dans le cadre de ma maîtrise, et il a été développé par David Williamson. Ma contribution a été de le tester et d'aider à régler les problèmes rencontrés. Cet algorithme est basé sur le modèle du taux d'accrétion de Bondi (Hoyle & Lyttleton, 1939; Bondi & Hoyle, 1944; Bondi, 1952) pour l'accrétion sur un objet dense.

$$\dot{M}_{\text{Bondi}} = \frac{2\pi G^2 M_{\text{BH}}^2 \rho_{\infty}}{(c_{\infty}^2 + v^2)^{3/2}}, \quad (2.49)$$

où M_{BH} est la masse du trou noir, ρ_{∞} et c_{∞} sont respectivement la densité et la vitesse du gaz à l'infini et v est la vitesse du trou noir relative au gaz distant. Comme le mentionnent Barai et al. (2014), le taux d'accrétion de Bondi suppose un flux stable, adiabatique et sphériquement symétrique, ce qui a peu de chances d'être le cas pour un trou noir supermassif, et un taux plus vraisemblable pourrait différer de plusieurs ordres de magnitude. De plus, la densité au rayon de Bondi ne peut être résolue qu'avec une très grande résolution, et il est donc nécessaire d'incorporer des facteurs additionnels pour corriger cela. Le moment cinétique du flux de gaz a aussi un impact sur le taux d'accrétion (Power et al., 2011; Wurster & Thacker, 2013a) et ce dernier est compliqué à déterminer à des échelles galactiques et résolutions cosmologiques. Ce n'est donc pas clair si les modèles de NAG basés sur ce taux d'accrétion sont suffisamment précis. Malgré cela, notre modèle est basé sur le modèle de Wurster & Thacker (2013b), puisqu'il est à la fois simple et numériquement stable. Cette section présentera notre code.

La masse du trou noir est représentée par deux valeurs : la masse dynamique de la particule trou noir, M_{dyn} , et la masse de sous-grille interne du trou noir physique, M_{SG} . La masse de sous-grille est utilisée dans les équation 2.49 et 2.50, où $M_{\text{BH}} = M_{\text{SG}}$, pour calculer le taux d'accrétion, tandis que la masse dynamique est utilisée pour les interactions dynamiques avec les autres particules, et déterminera le mouvement de la particule trou noir. GCD+ fonctionne avec l'hypothèse que toutes les particules de gaz et d'étoiles ont la même masse constante,

et il n'est donc pas possible de continuellement accréter une masse dynamique dans le trou noir sans réduire la précision ou la conservation de la masse de l'algorithme. De plus, le trou noir a une masse dynamique initiale suffisamment petite comparée à ses particules voisines, et des événements de dispersion à deux-corps seraient dominants de manière disproportionnées, pouvant même éjecter la particule de trou noir de la galaxie. Avoir un trou noir qui possède une masse dynamique supérieure à sa masse physique permet de stabiliser son mouvement. La valeur initiale de la masse dynamique, $M_{\text{dyn},i}$, est un paramètre dépendant de la résolution. Il est important qu'elle soit significativement plus élevée que la masse des autres particules de la simulation.

Même pour des masses dynamiques élevées, nous avons observé dans nos tests que des interactions de dispersion à deux corps peuvent encore faire bouger le trou noir du centre de la galaxie. Simplement fixer la particule au centre de la galaxie et l'empêcher de bouger cause d'autres problèmes. Le centre de gravité local peut être déplacé légèrement de la position de la particule trou noir, et va créer ainsi un réservoir de gaz qui orbitera autour du NAG et qui va nourrir le NAG tout en étant très dense, et la rétroaction du NAG ne pourra pas le perturber facilement. Cela peut mener à des accrétions très fortes, et la rétroaction résultante sera suffisamment puissante pour souffler tout le reste du gaz à l'extérieur de la galaxie. Au lieu de forcer la particule trou noir à ne pas bouger, nous allons plutôt lui appliquer une force d'amortissement pour réduire sa vitesse. Cette force d'amortissement va forcer le trou noir à se rendre au centre de masse local. Nous n'avons pas suffisamment de résolution pour calculer correctement les effets de friction dynamique, et on applique donc simplement une décroissance artificielle à la vitesse de la particule trou noir avec un pas de temps arbitraire de un million d'années. Spécifiquement, à tous les pas de temps nous appliquons la modification suivante : $\mathbf{v}_{\text{BH}} \rightarrow \mathbf{v}_{\text{BH}} \exp[-\Delta t_{\text{BH}}/1\text{Ma}]$, où \mathbf{v}_{BH} est le vecteur de vitesse de la particule trou noir, et t_{BH} est son pas de temps.

Nous avons aussi forcé la particule trou noir à avoir un pas de temps égal au plus petit pas de temps dans la galaxie, ou à 5×10^4 ans, dépendant de quelle valeur est la plus petite. Les pas de temps initialement estimés par GCD+ étaient trop grands et créait parfois de grandes poussées à l'endroit de la particule trou noir. Et finalement, un dernier correctif à prendre en compte : il pouvait arriver que nos conditions initiales positionnaient une particule, gaz ou étoile, à la même position ou une position très rapprochée de la position de la particule trou noir, et produisait ainsi des accélérations très grandes. Pour les simulations où cela s'est produit (simulations G et I, présentées au chapitre 3), nous avons dû déplacer la particule trou noir du centre de la galaxie, de (1pc, 1pc, 1pc). Ce déplacement est beaucoup plus petit que les mouvements normaux de la particule trou noir, et ne devrait pas affecter de manière significative nos résultats.

Le taux d'accrétion de Bondi a été présenté à l'équation 2.49, et le taux d'accrétion maximal que peut supporter un système en équilibre hydrodynamique sphériquement symétrique est le

taux d'accrétion d'Eddington, qui est donné par :

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{4\pi G^2 M_{\text{BH}} m_p}{\epsilon_r \sigma_T c}, \quad (2.50)$$

où m_p est la masse d'un proton, ϵ_r est l'efficacité radiative et σ_T est la section efficace de Thompson. L'efficacité radiative est un paramètre libre, et la valeur utilisée est $\epsilon_r = 0.1$, suivant Shakura & Sunyaev (1973). Il faut aussi augmenter le taux d'accrétion numérique par un facteur $\alpha = 100$, suivant Springel et al. (2005a), afin de corriger la sous-estimation des vitesses du son qui résulte des limitations de résolution (Booth & Schaye, 2009). Le taux d'accrétion numérique sera donc donné par :

$$\dot{M}_{\text{num}} = \min(\dot{M}_{\text{Edd}}, \alpha \dot{M}_{\text{Bondi}}). \quad (2.51)$$

À chaque pas de temps Δt , le taux d'accrétion \dot{M}_{num} est calculé en utilisant les équations 2.49 - 2.51 en utilisant une masse $M_{\text{BH}} = M_{\text{SG}}$. La masse interne de la particule trou noir augmente donc selon

$$M_{\text{SG}} \rightarrow M_{\text{SG}} + \Delta M \quad (2.52)$$

où $\Delta M = \dot{M}_{\text{num}} \Delta t$, pour prendre en compte la masse accrétée par le trou noir. Cependant, la masse dynamique M_{dyn} demeure inchangée et la masse des particules voisines est aussi inchangée. Pour s'assurer d'une cohérence entre la masse interne du trou noir et sa masse dynamique, une particule de gaz sera accrétée par la particule trou noir lorsque la masse interne du trou noir dépassera la masse dynamique par la moitié de la masse de la particule de gaz. À ce moment, la particule de gaz sera supprimée et sa masse sera ajoutée à la masse dynamique de la particule trou noir. En procédant ainsi, la masse dynamique M_{dyn} demeurera toujours avec un écart maximal de la moitié de la masse d'une particule gaz avec la masse interne M_{SG} pendant toute la simulation.

Une fraction ϵ_r de l'énergie au repos de la masse accrétée $\Delta M c^2$ est retournée sous forme de rétroaction. Puisque le milieu interstellaire est largement optiquement mince, seule une faible proportion de cette énergie, $\epsilon_c = 0.05$, est couplée au milieu interstellaire. L'énergie de rétroaction résultante sera :

$$\Delta E = \epsilon_r \epsilon_c \Delta M c^2. \quad (2.53)$$

Cette énergie est divisée également entre les particules qui se retrouvent dans la longueur d'adoucissement de la particule trou noir. La rétroaction sera donc répartie sphériquement sur

toutes les particules voisines du trou noir qui se retrouvent dans la longueur d'adoucissement, sous forme d'énergie thermique, et sous forme d'une action mécanique. Pour ce faire, une fraction de cette énergie, f_{cin} , sera définie dans les conditions initiales et sera retournée sous forme de poussée cinétique radialement dirigée $p = f_{\text{cin}} c \Delta E / N_f$ aux N_f particules à l'intérieur de la longueur d'adoucissement de la particule trou noir. Le reste de la rétroaction sera sous forme d'énergie thermique. Pour toutes les simulations, les paramètres libres suivants ne varieront pas : $\alpha = 100$, $\epsilon_r = 0.1$, $\epsilon_c = 0.05$.

Chapitre 3

Simulations

Le chapitre suivant présentera des résultats de simulations numériques, et dans celles-ci, les conditions initiales sont d'une importance capitale. Je rappelle que l'objectif du mémoire est de vérifier l'effet de la présence d'un NAG sur l'évolution de galaxies spirales, et pour ce faire, il faudra générer des galaxies qui pourront évoluer dans le temps à partir du code GCD+. Ce chapitre présentera la méthode avec laquelle les conditions initiales ont été produites, ainsi que les paramètres libres utilisés lors de la création de ces galaxies.

3.1 Code générateur de conditions initiales

GCD+ possède un sous programme qui permet de générer ses conditions initiales, nommé *inic*. Ce code crée les trois composantes de notre galaxie à l'aide d'un nombre de paramètres libres déterminés par l'utilisateur. Les trois composantes créées sont le disque stellaire, le disque gazeux et le halo de matière sombre. Ces composantes seront par la suite utilisées par GCD+ pour faire évoluer temporellement la galaxie.

Pour mes galaxies, le halo de matière sombre n'est pas représenté par des particules et est remplacé par un potentiel gravitationnel statique, de sorte que seules les particules de gaz et d'étoiles seront simulées. Ce choix peut être aisément justifié, en considérant le type de galaxies simulées ainsi que la limitation au niveau des ressources informatiques. Il est important de rappeler que les galaxies simulées sont de masse similaire à la Voie Lactée. Des galaxies d'assez grandes masses, qui ne sont donc pas des galaxies naines irrégulières, forment un puits de potentiel important, de sorte que les rétroactions ne seront pas assez importantes pour déformer de manière significative la distribution du gaz pour déformer le halo de matière sombre (Di Cintio et al., 2014). De plus, si la résolution en masse de particules de matière sombre n'est pas suffisante, l'utilisation d'un halo dynamique peut créer des perturbations, dispersions ou encore réchauffements artificiels sur la distribution du gaz (D'Onghia et al., 2013). De ce fait, pour simuler un halo de matière sombre dynamique avec une résolution suffisamment élevée pour éviter les problèmes mentionnés, il faudrait utiliser un grand nombre

de particules de matière sombre dans les simulations, et bien que leurs interactions ne soient que gravitationnelles, les ressources nécessaires pour effectuer le calcul seraient beaucoup plus grandes, ce qui signifie que soit notre résolution pour les particules de gaz serait plus petite, soit que le temps de calcul serait très long pour chaque simulation. Pour avoir une meilleure résolution sur ce qui m'intéresse, et puisque l'effet d'un halo dynamique n'est pas significatif avec des galaxies de cette masse, il est donc judicieux d'utiliser un halo statique.

J'utilise pour mes simulations un profil de densité statique de matière sombre, ρ_{MS} , de type Navarro-Frenk-White tronqué (Navarro et al., 1996) défini pour un modèle cosmologique Λ CDM utilisant $\Omega_0 = 1 - \Omega_\Lambda = 0.266$, $\Omega_b = 0.044$ et $h = 0.71$ comme paramètres cosmologiques. Le profil de densité statique est défini par l'équation :

$$\rho_{MS} = \frac{\rho_c}{cx(1+cx)^2} \quad (3.1)$$

où

$$c = \frac{r_{200}}{r_*}, x = \frac{r}{r_{200}} \quad (3.2)$$

avec

$$r_{200} = 1.63 \times 10^{-2} \left(\frac{M_{200}}{h^{-1}M_\odot} \right)^{1/3} h^{-1}\text{kpc}. \quad (3.3)$$

Les différents paramètres de ces équations sont : r_* , la distance du centre du halo ; c , le paramètre de concentration du halo de matière sombre ; ρ_c , la densité caractéristique définie par :

$$\rho_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)}; \quad (3.4)$$

r_{200} , le rayon à l'intérieur duquel la densité moyenne de matière sombre est 200 fois supérieure à la densité critique de l'Univers $\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$, et M_{200} la masse du halo de matière sombre dans ce rayon.

Pour ce qui est des particules de gaz, elles formeront le disque stellaire et le disque gazeux. Toutes les simulations effectuées auront une masse baryonique de $7.18 \times 10^{10} M_\odot$ divisée également sur un total de 637 235 particules. Pour définir le disque stellaire, j'utilise un profil de densité de surface exponentiel donné par l'équation :

$$\rho_* = \frac{M_*}{4\pi z_* R_*^2} \operatorname{sech}^2\left(\frac{z}{z_*}\right) e^{-R/R_*}, \quad (3.5)$$

où M_* est la masse du disque stellaire, R_* est le rayon d'échelle, z_* la hauteur d'échelle, R et z sont les coordonnées radiale et horizontale respectivement. Le disque gazeux utilisera le même profil radial exponentiel, avec sa masse M_g et son rayon d'échelle R_g . Sa hauteur d'échelle sera déterminée en imposant un équilibre hydrostatique initial dans le disque gazeux, en la calculant de manière itérative.

Suivant la méthode de Grand et al. (2015), on applique par la suite aux disques un profil radial de métallicité initiale, où l'abondance en fer sera la même pour les particules stellaires et gazeuses, donnée par :

$$[\text{Fe}/\text{H}] = 0.2 - 0.05R, \quad (3.6)$$

où R est la distance au centre du disque en kiloparsec. Les éléments α sont initialement présents dans la composante stellaire seulement, et leurs abondances sont données par

$$[\alpha/\text{Fe}] = -0.16[\text{Fe}/\text{H}]. \quad (3.7)$$

Par la suite, la métallicité de chaque particule est modifiée avec une dispersion gaussienne de 0,02 dex. Cette étape a pour objectif de créer une dispersion locale des abondances, afin de rendre les profils plus réalistes. Les particules étoiles se font assigner un âge initial en utilisant une relation âge-métallicité $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.04 \times \text{âge (Gan)}$, et une dispersion gaussienne de 0.02 dex.

3.1.1 Halo de matière sombre

La matière sombre n'est pas représentée par des particules. La méthode utilisée est de supposer un halo statique de matière sombre avec un profil NFW (Navarro–Frenk–White), une approximation qui est appropriée pour des simulations de galaxies isolées. Le halo de matière sombre sera caractérisé par une masse M_{200} et un paramètre de concentration c , qui sont tous deux des paramètres de conditions initiales libres de GCD+. La masse sera calculée en utilisant la paramétrisation de Moster et al. (2010) :

$$\frac{M_*}{M_{200}} = 2 \left(\frac{M_*}{M_{200}} \right)_0 \left[\left(\frac{M_{200}}{M_1} \right)^{-\beta} + \left(\frac{M_{200}}{M_1} \right)^\gamma \right]^{-1}, \quad (3.8)$$

où $(M_*/M_{200})_0$ est un facteur de normalisation, M_1 est une masse caractéristique à laquelle le facteur de la masse stellaire sur celle du halo de matière sombre est égal au facteur de

normalisation, β est le comportement à faible masse et γ celui à masse élevée. Les valeurs utilisées pour mes simulations sont celles suggérées par Moster et al. (2010) comme étant celles de la meilleure régression de la fonction de masse stellaire par rapport aux données du Sloan Digital Sky Survey, et sont présentées dans le tableau 3.1.

$\log M_1$	$(M_*/M_{200})_0$	β	γ
11.889	0.002817	1.068	0.611

TABLE 3.1 – Paramètres du halo de matière sombre

À l’aide des paramètres du tableau 3.1, il est possible de calculer numériquement les valeurs de M_{200} en fonction de M_* . Le halo de matière sombre est de masse $M_{200} = 2.306 \times 10^{12} M_\odot$, ce qui est très près de celui de la Voie Lactée, qui est de $1.6 \times 10^{12} M_\odot$ (Piffl et al., 2014). En ce qui concerne le paramètre de concentration c , j’ai utilisé deux valeurs, soit 8 pour mes galaxies barrées, et 20 pour mes galaxies non-barrées. Comme démontré par Martel et al. (2013) et Carles et al. (2016), une valeur plus petite de c permet la formation d’une barre par instabilité, tandis qu’une valeur plus grande empêche la formation de la barre.

3.1.2 Disque stellaire

Le rayon du disque stellaire est calculé à partir de la relation entre la masse stellaire des galaxies spirales, M_* , et leur rayon de mi-luminosité, R_{50} , déterminé par Shen et al. (2003). Pour trouver cette relation, les auteurs ont utilisé un échantillon de 140 000 galaxies provenant du SDSS, et ils trouvent que $\overline{R_{50}}$, le rayon médian de leur distribution, varie comme :

$$\overline{R_{50}} = \gamma M_*^\alpha \left(1 + \frac{M_*}{M_0} \right)^{\beta - \alpha}, \quad (3.9)$$

en kpc, où γ est un facteur d’échelle, M_0 est la masse caractéristique de la transition entre le comportement à masse faible, M_*^α , et celui à masse élevée, M_*^β . Les valeurs utilisées pour évaluer le rayon de mi-luminosité pour une masse donnée sont celles de Shen et al. (2003), présentées dans le tableau 3.2.

γ	M_0	α	β
0.1	$3.98 \times 10^{10} M_\odot$	0.14	0.39

TABLE 3.2 – Paramètres du disque stellaire

En supposant que le rayon de mi-luminosité est sensiblement similaire au rayon de mi-masse stellaire, il est possible d’intégrer le profil de densité du disque stellaire donné par l’équation 3.5 jusqu’au rayon R_{50} , et cela permet d’obtenir une relation entre le rayon d’échelle R_* et le

rayon de mi-luminosité R_{50} qui permet de calculer numériquement le rayon d'échelle à partir de la masse du disque.

$$\frac{M_*}{2} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_{50}} \rho_* r dr d\theta dz \quad (3.10)$$

$$\frac{M_*}{2} = M_* \int_0^{R_{50}} \frac{e^{-r/R_*}}{R_*^2} r dr \quad (3.11)$$

$$\frac{1}{2} = \frac{R_* - (R_* + R_{50})e^{-R_{50}/R_*}}{R_*} \quad (3.12)$$

$$R_* = \frac{2R_{50}}{e^{R_{50}/R_*} - 2} \quad (3.13)$$

L'équation 3.13 est transcendante, et converge numériquement vers la valeur de R_* en fonction de R_{50} calculé. Pour ce qui est de l'épaisseur du disque stellaire, il sera fixé à $1/5R_*$, suivant Cox et al. (2008).

3.1.3 Disque gazeux

Il ne reste plus qu'à avoir les conditions initiales pour le disque gazeux, et pour cela j'utilise la même relation de Cox et al. (2006), qui est dérivée de Bell et al. (2003) :

$$\log M_{\text{gaz}} = 0.78 \log M_* - 1.74, \quad (3.14)$$

où les deux masses sont exprimées en unités de $10^{10}M_{\odot}$. Cette relation me donne une masse $M_{\text{gaz}} = 1.38 \times 10^{10}M_{\odot}$, ce qui équivaut à une fraction de gaz initiale $f_{\text{gaz}} = M_{\text{gaz}}/(M_* + M_{\text{gaz}}) = 0.192$. Je vais faire modifier cette fraction dans les différentes simulations pour obtenir des galaxies "rouges", comme présenté dans la section suivante.

3.1.4 Particule trou noir

Finalement, la particule trou noir est positionnée au repos au centre de masse de la galaxie, avec une masse initiale $M_{\text{dyn},i} = M_{\text{SG},i} = 10^6M_{\odot}$. La particule trou noir sera incluse dans toutes les simulations, même celles sans NAG. Cela va permettre de ne pas avoir de petits effets dynamiques dus à la présence ou non de la particule trou noir, afin de ne pas influencer les résultats. Pour l'atténuation de la vitesse de la particule, j'utilise un temps d'échelle d'atténuation de 0.001 Gyr

Voici donc un tableau récapitulatif des paramètres permettant de générer les conditions initiales des simulations.

Paramètre	Description	Valeur initiale
M_{200}	Masse totale du halo de matière sombre	$2.306 \times 10^{12} M_{\odot}$
c	Paramètre de concentration du halo	8 ou 20
R_*	Rayon d'échelle du disque stellaire	2.40 kpc
z_*	Hauteur d'échelle du disque stellaire	0.48 kpc
M_*	Masse du disque stellaire	$5.8 \times 10^{10} M_{\odot}^*$
N_*	Nombre de particules étoiles	514541*
R_g	Rayon d'échelle du disque gazeux	4.79 kpc
z_g	Hauteur d'échelle du disque gazeux	0.96 kpc
M_g	Masse du disque gazeux	$1.38 \times 10^{10} M_{\odot}^*$
N_g	Nombre de particules gaz	122694*
M_{dyn}	Masse dynamique de la particule trou noir	$10^6 M_{\odot}$
M_{SG}	Masse physique de la particule trou noir	$10^6 M_{\odot}$
ϵ_r	Efficacité radiative	0.1
ϵ_c	Efficacité de couplage au MIS	0.05
α	Correctif numérique au taux d'accrétion de Bondi	100
f_{cin}	Fraction de rétroaction dynamique du NAG	0.2*
t_{NAG}	Délais avant d'activer la rétroaction du trou noir	0 Ga*

TABLE 3.3 – Paramètres des conditions initiales

* : Ces valeurs vont varier pour certaines simulations, les choix des valeurs seront expliqués à la section suivante.

3.2 Ensemble de galaxies simulées

Dans le cadre de ce travail, j'ai effectué une série de 12 simulations de galaxies spirales barrées, dont les paramètres initiaux peuvent être retrouvés dans le tableau 3.4. Toutes les simulations ont été faites soit sur le supercalculateur Colosse de l'Université Laval, soit sur Guillimin de l'Université McGill ou bien sur Briarée de l'Université de Montréal. Les simulations ont été effectuées à 64 processeurs, et il a fallu entre 7 jours et 21 jours de temps de calcul consécutifs, dépendant de la simulation. La durée de temps qu'il faut pour faire une simulation, en tenant compte de la file d'attente et des nombreux tests, est le facteur limitant pour le nombre de simulations, et c'est pour cela que j'ai dû m'arrêter après un échantillon de 12 simulations.

Dans cette section, je vais expliquer comment j'ai choisi les paramètres initiaux de mes galaxies. Dans un premier temps, puisque je voulais voir l'effet du NAG sur une galaxie spirale barrée, j'ai choisi d'avoir une masse constante, et une galaxie qui est toujours similaire comme conditions initiales. Le tableau 3.3 contient les valeurs choisies, le but étant de simuler une galaxie de taille comparable à la Voie Lactée, un choix qui était un peu arbitraire, mais qui est une galaxie de taille moyenne.

La simulation A est une simulation sans NAG, puisqu'il faut avoir une référence pour comparer

avec les galaxies ayant un NAG. L'ensemble de galaxies B-D a pour objectif de vérifier quels sont les effets dus au changement dans la force du NAG, et donc, trois simulations ont été faites : la simulation B, simulant un NAG qui a une rétroaction radiative seulement ; la simulation C, possédant une faible rétroaction dynamique, $f_{\text{cin}} = 0.1$; et finalement la simulation D, possédant une forte rétroaction dynamique, $f_{\text{cin}} = 0.2$. Lors des différents tests effectués, j'ai trouvé que le fait d'augmenter cette fraction peut résulter en une rétroaction trop forte, ce qui finit par expulser tout le gaz de la galaxie à l'extérieur de la galaxie, et donc le choix a été limité à ces deux simulations pour la rétroaction dynamique.

Les simulations E et F ont été faites dans le but de voir quel serait l'effet du NAG sur la formation de la barre. Je voulais donc vérifier si démarrer le NAG un peu plus tard dans la simulation mais avant que le disque soit à un état plus stable, donc durant l'instabilité qui forme la barre, modifierait grandement la formation de cette dernière et affecterait grandement le taux de formation stellaire, et si cet effet serait similaire à celui produit lorsque le NAG est actif depuis le début.

L'ensemble de simulations G-J a été motivé par la lecture de Oh et al. (2012), afin de voir quel est l'effet du NAG selon la fraction de gaz présente dans la simulation. J'ai fait le choix de conserver une poussée dynamique $f_{\text{cin}} = 0.2$ dans ces simulations. Les galaxies A à F représentent donc des "galaxies bleues", et les galaxies A et D seront utilisées pour comparer avec les simulations G-J. Les simulations G et H sont respectivement avec et sans NAG, avec la moitié de la fraction de gaz des galaxies bleues. Ce sont donc des simulations de "galaxies rouges". Les simulations I et J quant à elles sont respectivement avec et sans NAG, avec la moitié de la fraction de gaz des galaxies rouges. Ce sont donc des simulations de galaxies "encore plus rouges". Avec cet ensemble de galaxies, je suis donc en mesure de voir quel est l'effet de la fraction de gaz disponible dans la galaxie avec et sans NAG. Il est à noter ici que le code de couleur utilisé est similaire à celui de Oh et al. (2012), et des galaxies bleues font références à des galaxies où les étoiles sont plus jeunes, tandis que les galaxies rouges sont peuplées d'étoiles plus vieilles, et de même pour les galaxies plus rouge.

Les simulations K et L ont été faites pour compléter le tableau, et pouvoir voir comment se comporte le NAG avec des galaxies spirales non barrées. Même si je m'intéresse principalement aux galaxies spirales barrées, il est intéressant et pertinent de voir ce qui se passe dans le cas de galaxies spirales non barrées, et c'est précisément dans ce but que j'ai fait ces simulations. Ce sont donc des simulations avec les mêmes paramètres initiaux que les simulations A et D, mais avec un paramètre de halo de matière sombre différent, qui sera plus élevé afin d'empêcher la formation d'une barre.

Le tableau 3.4 résume l'ensemble complet de simulations effectuées.

Simulation	N_{gaz}	$N_{\text{étoiles}}$	f_{gaz}	t_{NAG} [Ga]	f_{cin}	c
A	122694	514541	0.192	8
B	122694	514541	0.192	0	0	8
C	122694	514541	0.192	0	0.1	8
D	122694	514541	0.192	0	0.2	8
E	122694	514541	0.192	0,5	0.1	8
F	122694	514541	0.192	0,5	0.2	8
G	61347	575888	0.096	8
H	61347	575888	0.096	0	0.2	8
I	30674	606561	0.048	8
J	30674	606561	0.048	0	0.2	8
K	122694	514541	0.192	20
L	122694	514541	0.192	0	0.2	20

TABLE 3.4 – Paramètres des simulations

Chapitre 4

Résultats

Ce chapitre présente les résultats des douze simulations décrites au chapitre précédent. Il est pertinent de rappeler que l'objectif du projet est de vérifier quel est l'effet de la rétroaction des NAGs sur l'évolution globale des galaxies, et si la rétroaction a un effet positif ou négatif sur la formation stellaire. Pour ce faire, les résultats seront divisés en sections. Dans un premier temps, un portrait morphologique des galaxies sera présenté, afin de visualiser l'allure et l'évolution des disques stellaires et gazeux de différentes galaxies au cours du temps. La section 4.2 présentera l'évolution globale des simulations, la section 4.3 se concentrera sur la croissance du trou noir et sa rétroaction. La section 4.4 se concentrera sur la masse centrale de gaz, et la section 4.5 présentera l'histoire de la formation stellaire. Toutes ces sections présentent les simulations A à F, qui sont celles où on ne modifie que la force de la rétroaction, et le moment où la rétroaction est mise en place. La section 4.6 sera concentrée sur les mêmes résultats que les sections précédentes, mais cette fois en comparant les simulations où j'ai modifié la fraction de gaz des galaxies. La section 4.7 quant à elle portera sur les simulations avec des galaxies sans barre. Finalement, ce long chapitre se conclura avec la section 4.8, qui présentera les métallicités des galaxies simulées.

4.1 Morphologie des galaxies simulées

Avant toutes choses, il est intéressant de regarder la morphologie des galaxies qui ont été simulées. Dans la série de douze simulations, j'ai fait varier le pourcentage de rétroaction cinétique, le temps où le NAG et sa rétroaction deviennent actifs, la fraction de gaz présente initialement, et j'ai finalement modifié la concentration du halo de matière sombre pour avoir une galaxie sans barre. Toutes les galaxies simulées sont de même masse et de même résolution.

Dans cette sous-section, je présenterai l'état des galaxies simulées après 400 millions d'années, temps qui, comme nous le verrons dans la section 4.2, est la période de temps où la force de la barre est à son plus haut.

Les figures 4.1 et 4.2 présentent l'état du système après 400 millions d'années des simulations A, D et L. Dans ces figures, il est possible de voir clairement la présence des bras spiraux, et pour les simulations A et D, la présence de la barre est également très claire. On peut aussi voir que la barre est significativement plus longue et prononcée dans la simulation D, avec un NAG. Il est possible de voir pour les simulations D et L la présence du NAG, et ce par le trou formé au centre de la galaxie par la rétroaction de ce dernier, comme le montre la figure 4.2. Les nombreuses autres cavités que l'on peut voir dans le gaz des galaxies est l'effet de la rétroaction des supernovæ.

Les figures 4.3 et 4.4 présentent l'état du système après 1200 millions d'années des mêmes simulations. L'état des simulations A à F est très similaire à cette époque, et pour cette raison, seules ces figures seront présentées pour ces temps. Lorsqu'une barre est présente, on voit clairement que la concentration d'étoiles dans le centre de la galaxie est très élevée. Le plus grand effet causé par le NAG est la répartition du gaz, la simulation avec NAG montrant clairement moins de régions vides de gaz, particulièrement dans la zone centrale. Dans la cas d'absence de barre, la tendance à avoir un trou dans la région centrale avec un "beigne" de concentration du gaz se maintient peu importe l'époque de la simulation. La concentration d'étoiles au centre est aussi plus répandue en l'absence de barre : ces observations sont consistantes avec le scénario où le gaz est poussé par la rétroaction du NAG et forme un beigne de formation stellaire.

Les figures 4.5 et 4.6 présentent les simulations avec une barre et un NAG, avec différentes configurations de rétroaction pour ce dernier. On peut donc voir que dans tous les cas, la barre est longue et forte, particulièrement dans le cas de la simulation D. Il est aussi possible de percevoir la cavité formée par la rétroaction du NAG dans le centre de la galaxie. Il est intéressant de noter que la simulation C semble être moins stable que les deux autres, et nous en discuterons dans les prochaines sections.

Les simulations G, H, I et J ont des fractions de gaz différentes, et il est intéressant de voir visuellement les différences entre ces galaxies. Les figures 4.7 et 4.8 présentent les simulations D, H et J après 400 millions d'années. Plusieurs points sont intéressants à observer. Remarquons d'abord la forme de la galaxie : moins il y a de gaz disponible, moins prononcés sont les bras spiraux. La barre est aussi moins forte, particulièrement pour la galaxie J, celle ayant le moins de gaz. La cavité formée par le NAG est aussi inexistante à ce temps pour la simulation J. Il est important de noter un effet de résolution sur ces figures, car ayant moins de gaz disponible, l'effet de lissage sur la figure semble plus important, ce qui crée la pixelisation de plus en plus importante sur le gaz que l'on peut voir sur la figure 4.8. Un dernier effet visible est que la galaxie se contracte sur elle-même s'il y a moins de gaz disponible ; on peut très bien le voir en observant les bras spiraux qui sont moins étendus. La figure 4.9 quant à elle présente l'état du système pour ces simulations à 1200 millions d'années. Dans les trois simulations, on voit que le gaz ainsi que les étoiles sont principalement concentrés dans le centre de la galaxie.

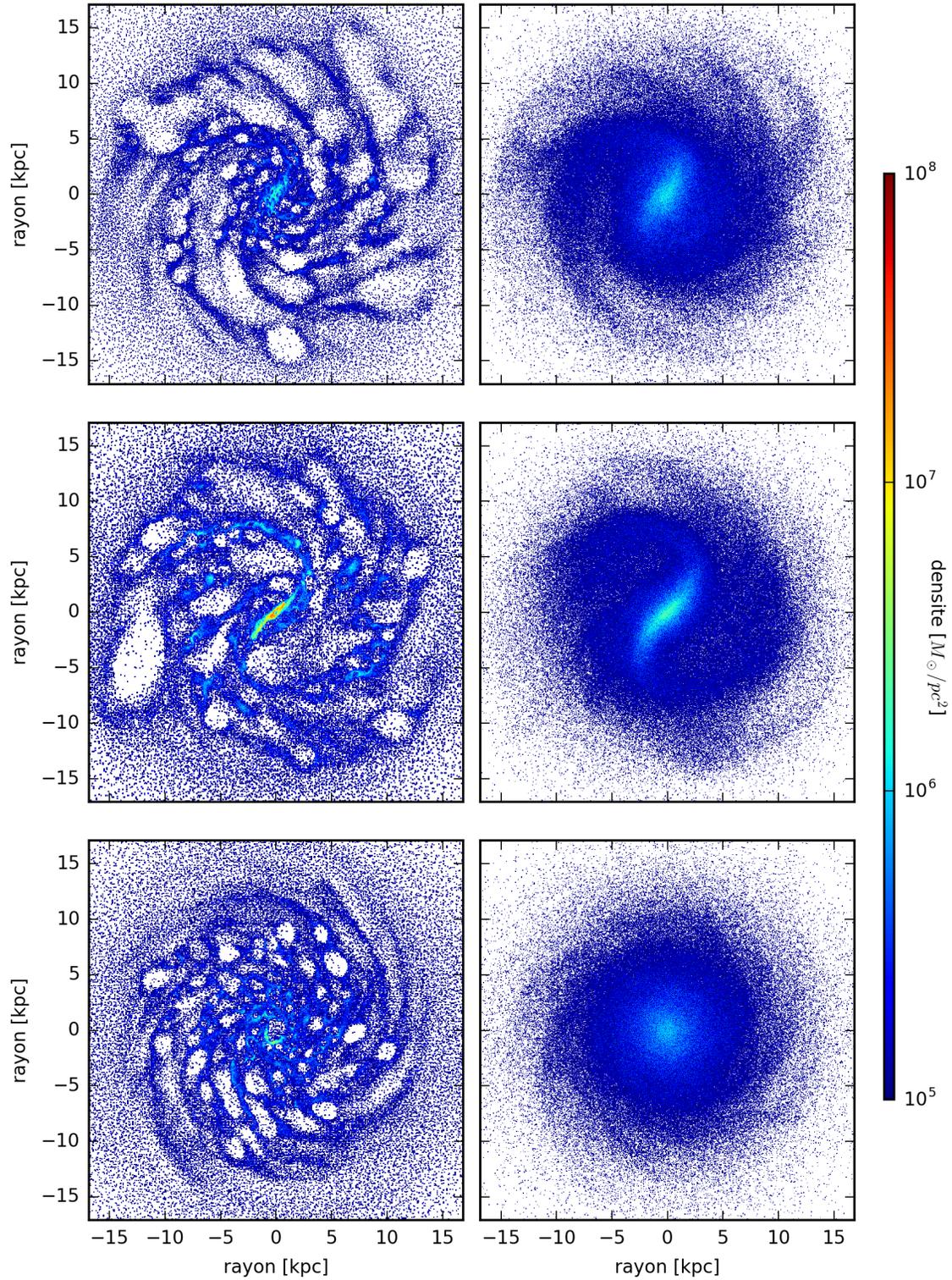


FIGURE 4.1 – Configuration du système après un temps $t=400 \text{ Myr}$, montrant la densité du gaz (gauche) et des étoiles (droite). Panneaux du haut : Simulation A (avec barre, sans NAG) ; Panneaux du centre : Simulation D (avec barre, avec NAG) ; Panneaux du bas : Simulation L

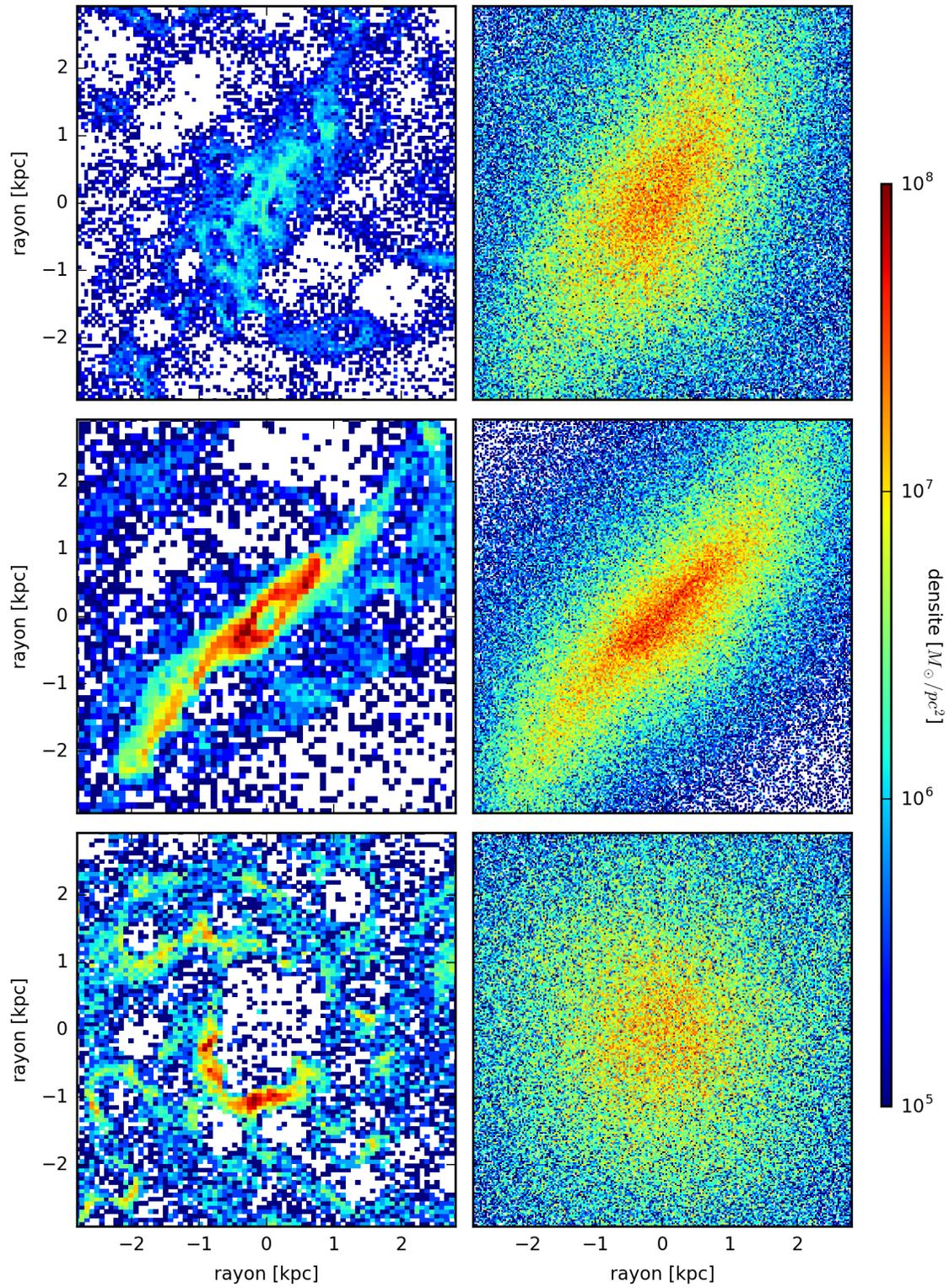


FIGURE 4.2 – Agrandissement de la région centrale de la figure 4.1.

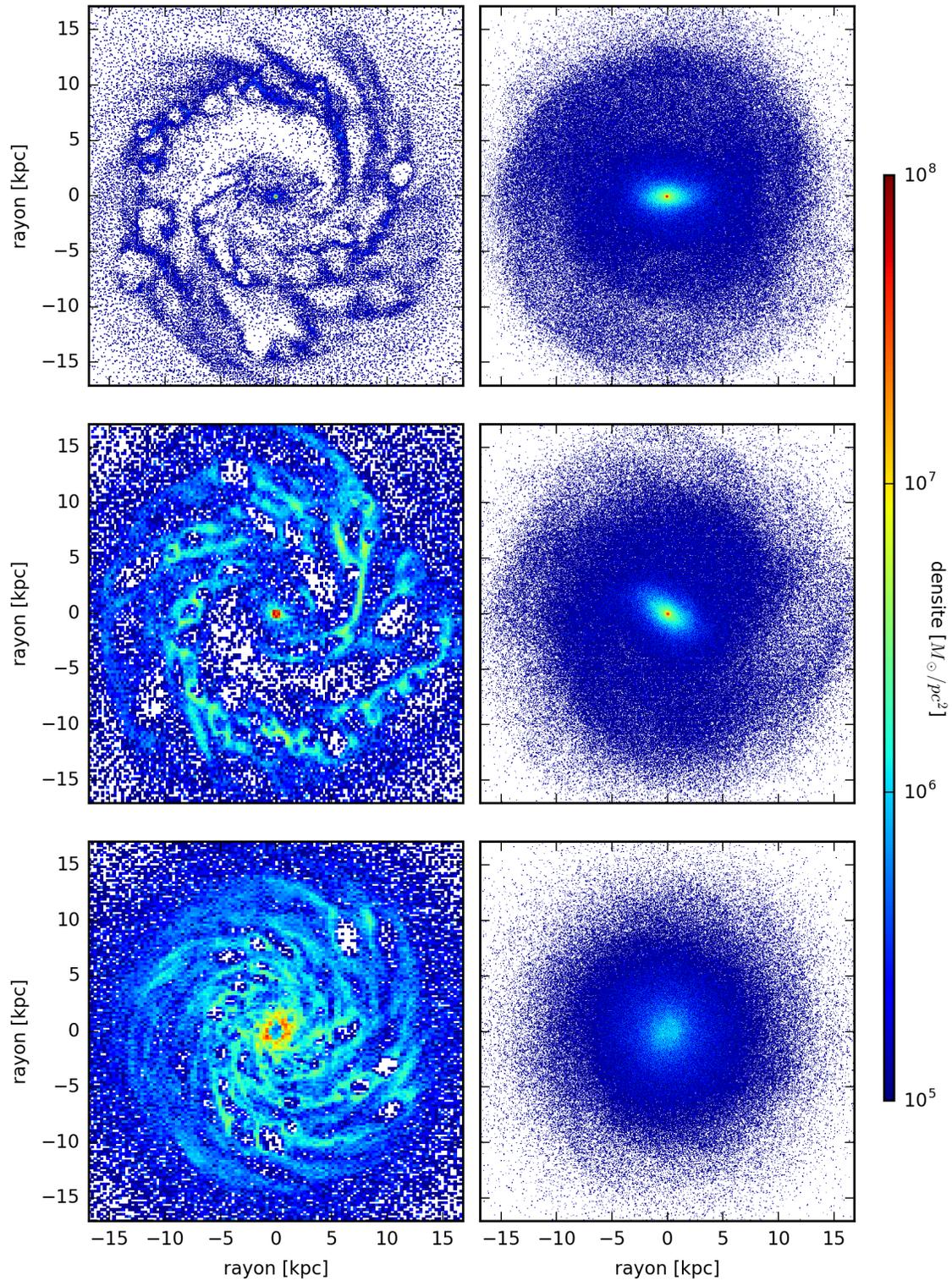


FIGURE 4.3 – Configuration du système après un temps $t=1200 \text{ Ma}$, montrant la densité du gaz (gauche) et des étoiles (droite). Panneaux du haut : Simulation A (avec barre, sans NAG) ; Panneaux du centre : Simulation D (avec barre, avec NAG) ; Panneaux du bas : Simulation L (sans barre, avec NAG).

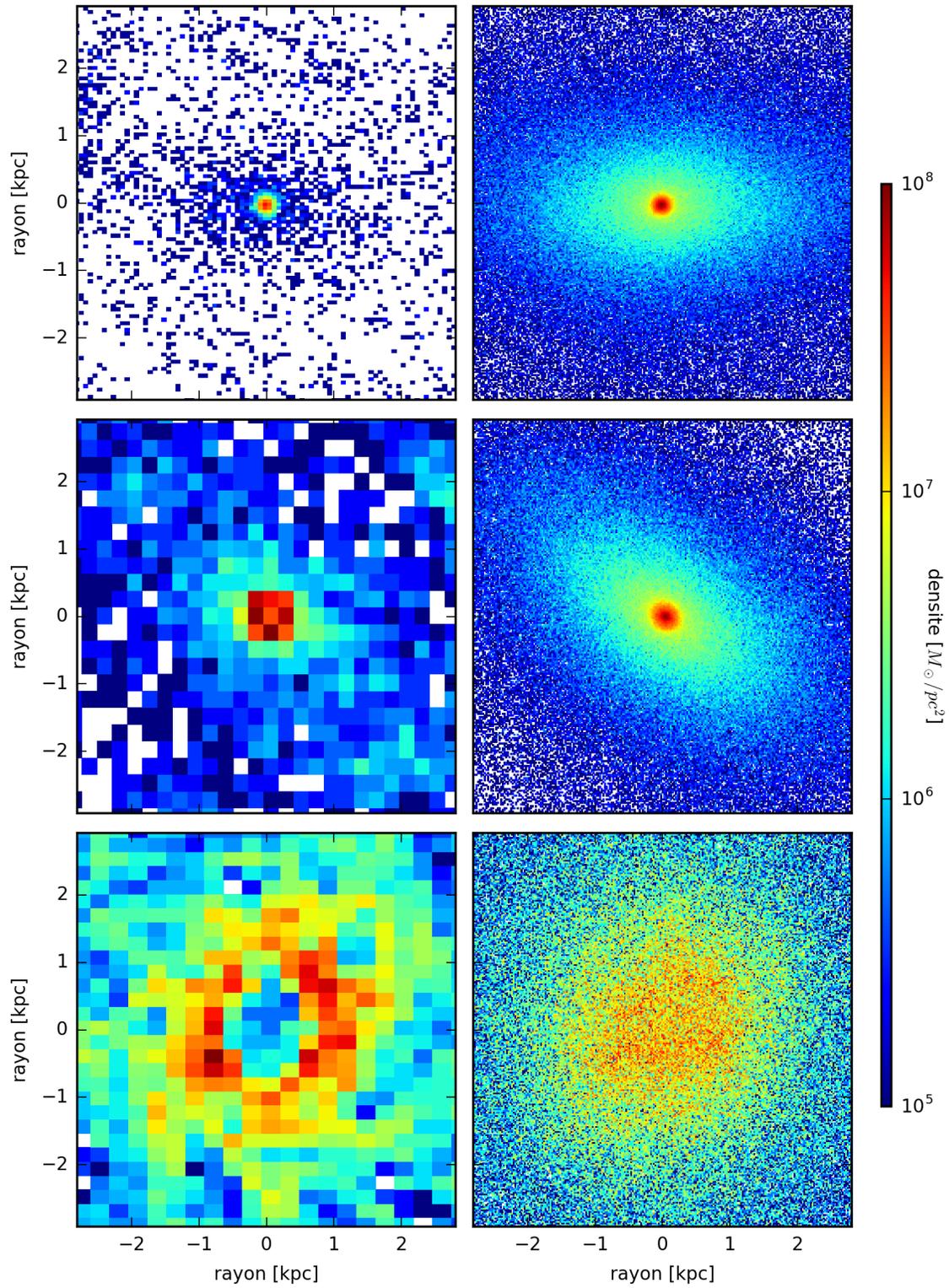


FIGURE 4.4 – Agrandissement de la région centrale de la figure 4.3.

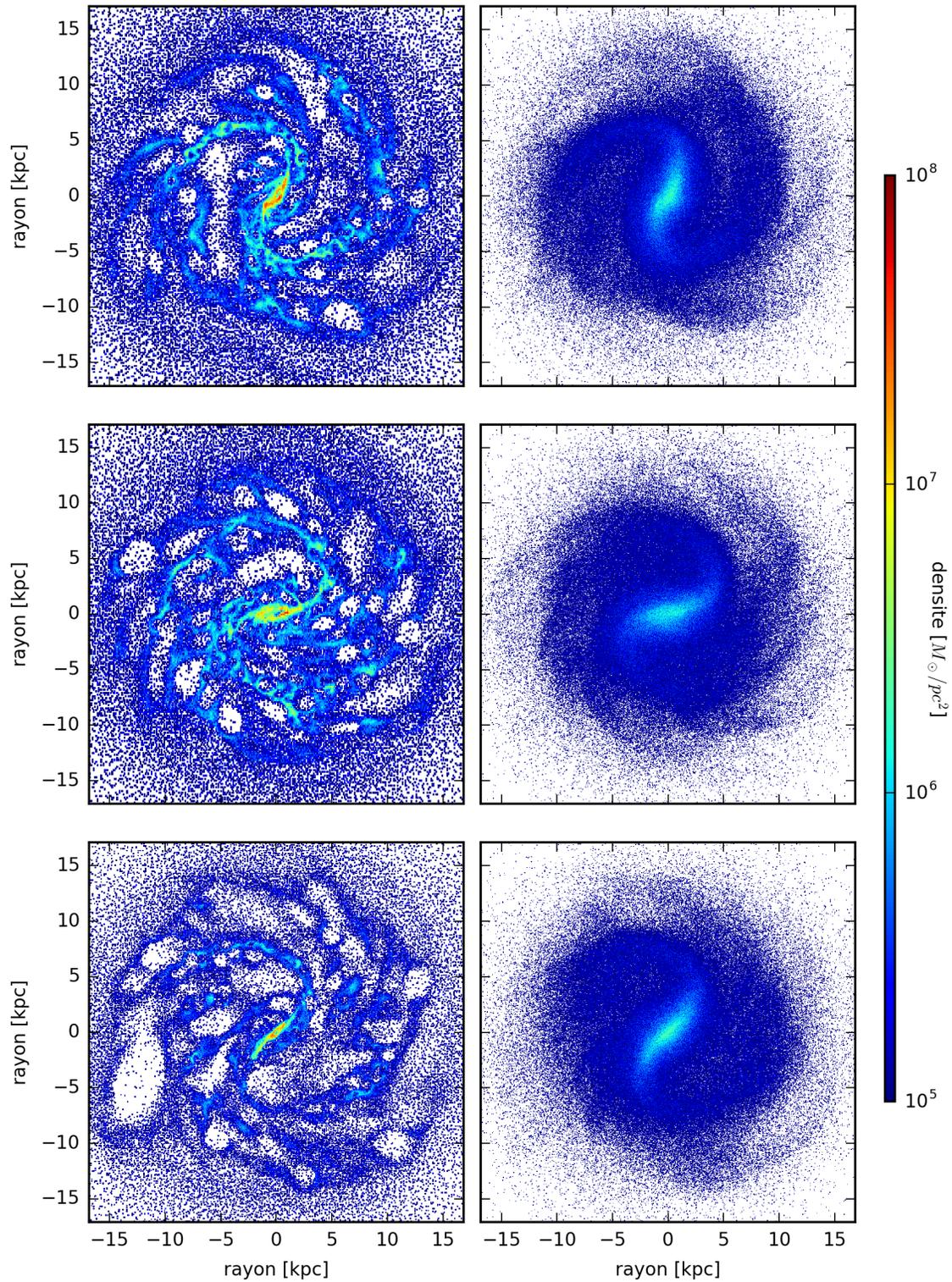


FIGURE 4.5 – Configuration du système après un temps $t=400$ Man, montrant la densité du gaz (gauche) et des étoiles (droite). Panneaux du haut : Simulation B (avec barre, NAG avec rétroaction thermique seulement); Panneaux du centre : Simulation C (avec barre, avec NAG, rétroaction cinétique $f_{\text{cin}} = 0.1$); Panneaux du bas : Simulation D (avec barre, avec NAG, rétroaction cinétique $f_{\text{cin}} = 0.2$).

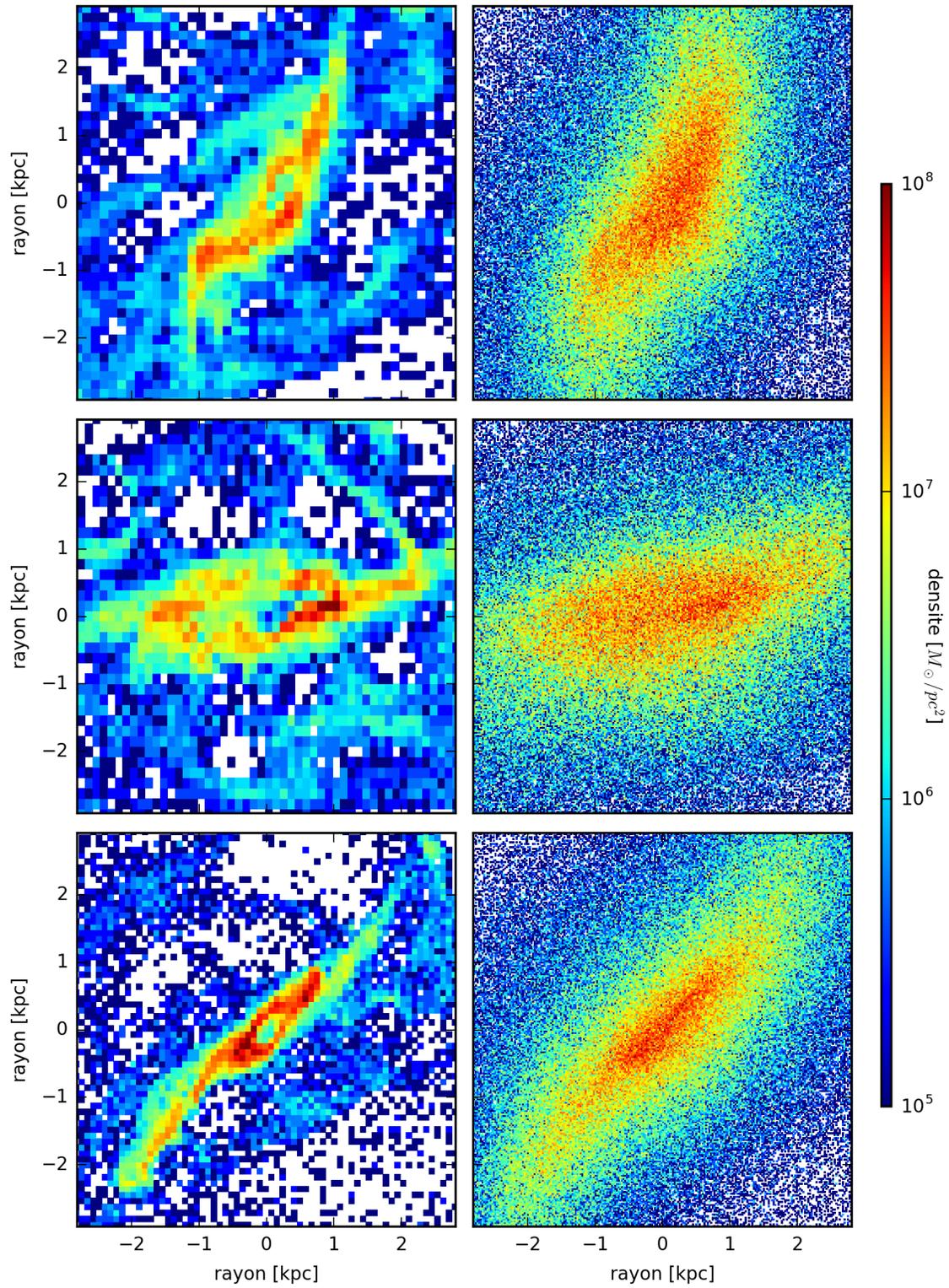


FIGURE 4.6 – Agrandissement de la région centrale de la figure 4.5.

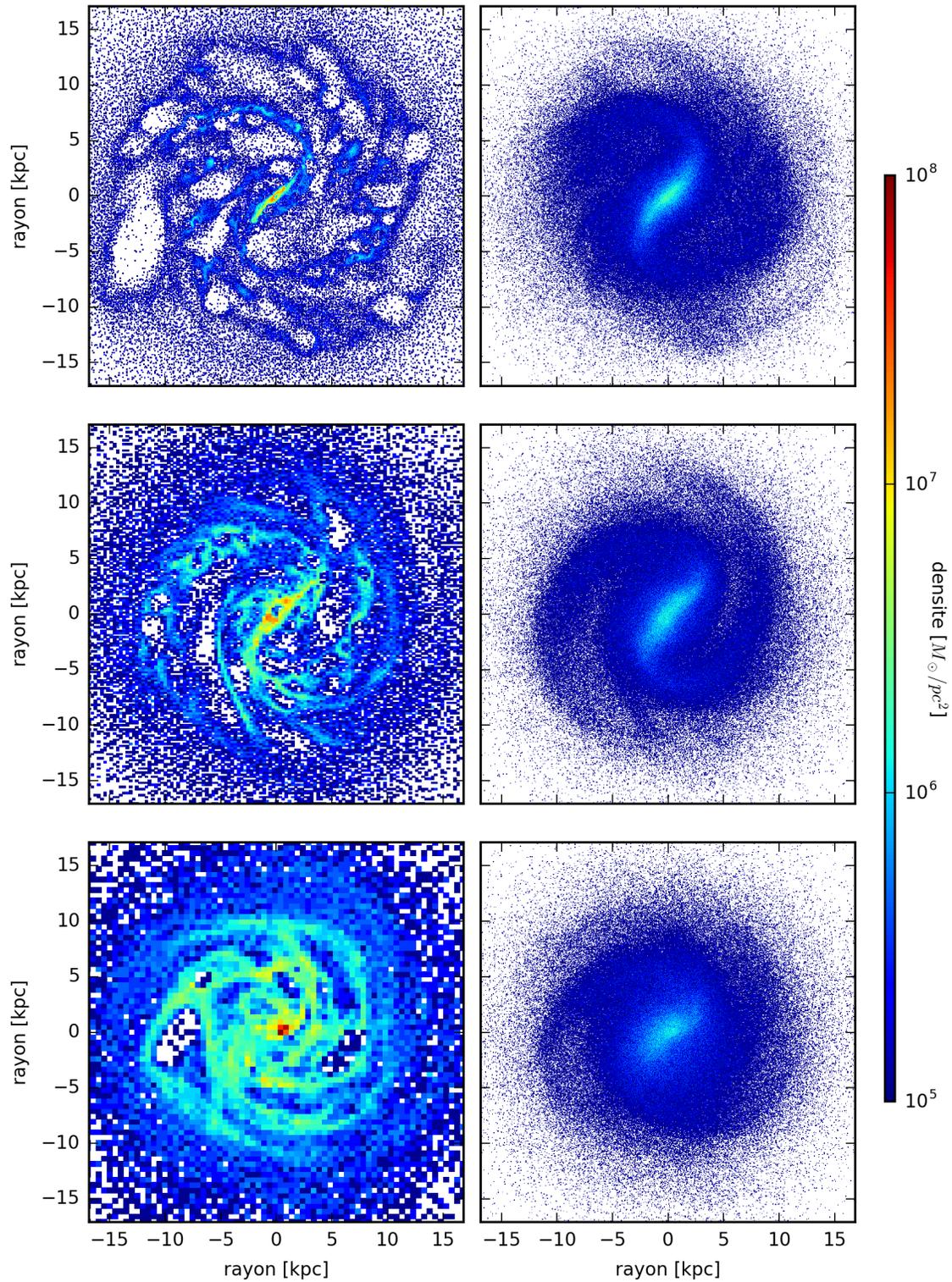


FIGURE 4.7 – Configuration du système après un temps $t=400 \text{ Myr}$, montrant la densité du gaz (gauche) et des étoiles (droite). Les simulations sont avec barre, avec NAG ayant une rétroaction cinétique $f_{\text{cin}} = 0.2$. Panneaux du haut : Simulation D ($f_{\text{gaz}} = 0.192$); Panneaux du centre : Simulation H ($f_{\text{gaz}} = 0.096$); Panneaux du bas : Simulation J ($f_{\text{gaz}} = 0.048$).

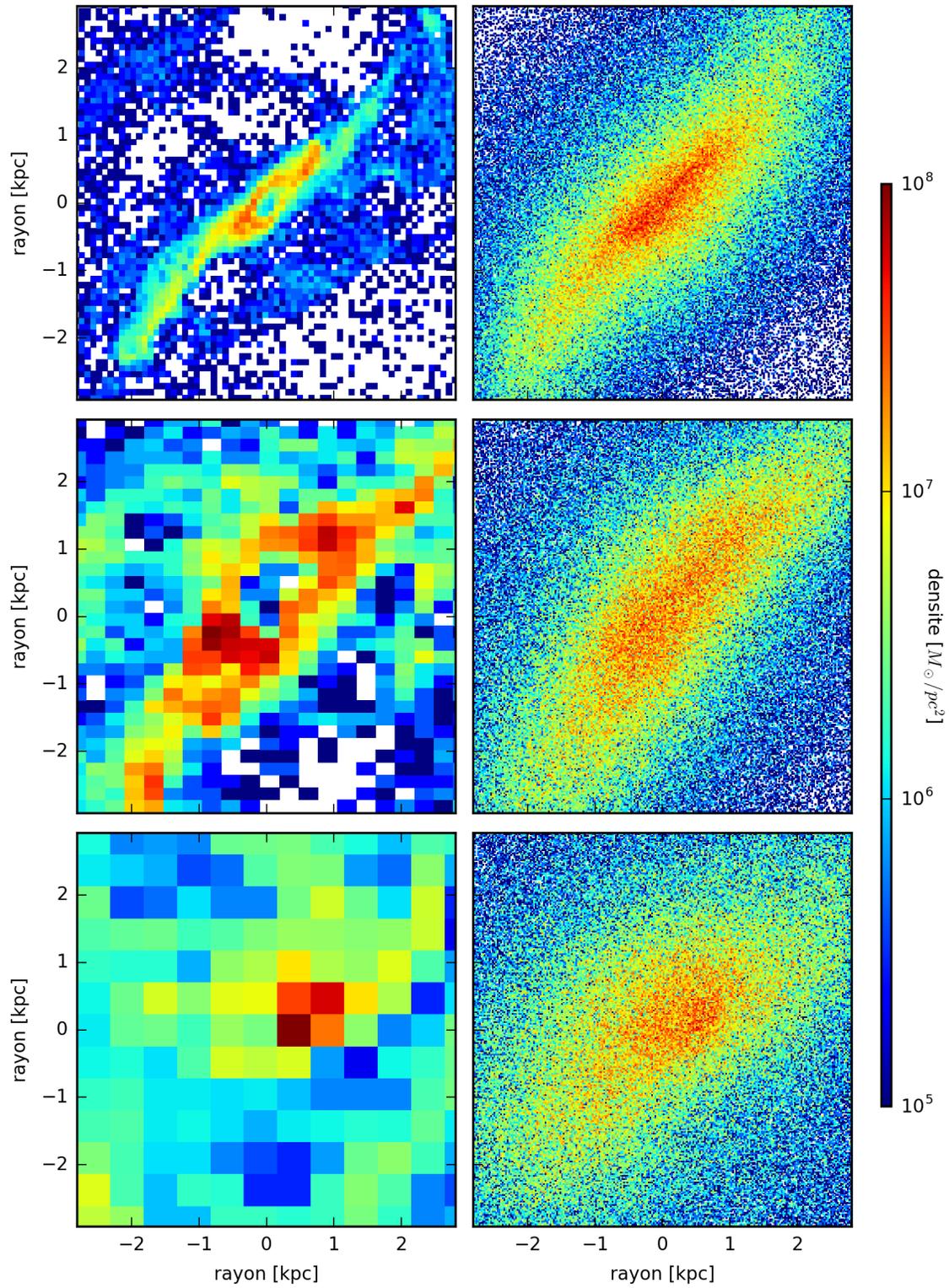


FIGURE 4.8 – Agrandissement de la région centrale de la figure 4.7.

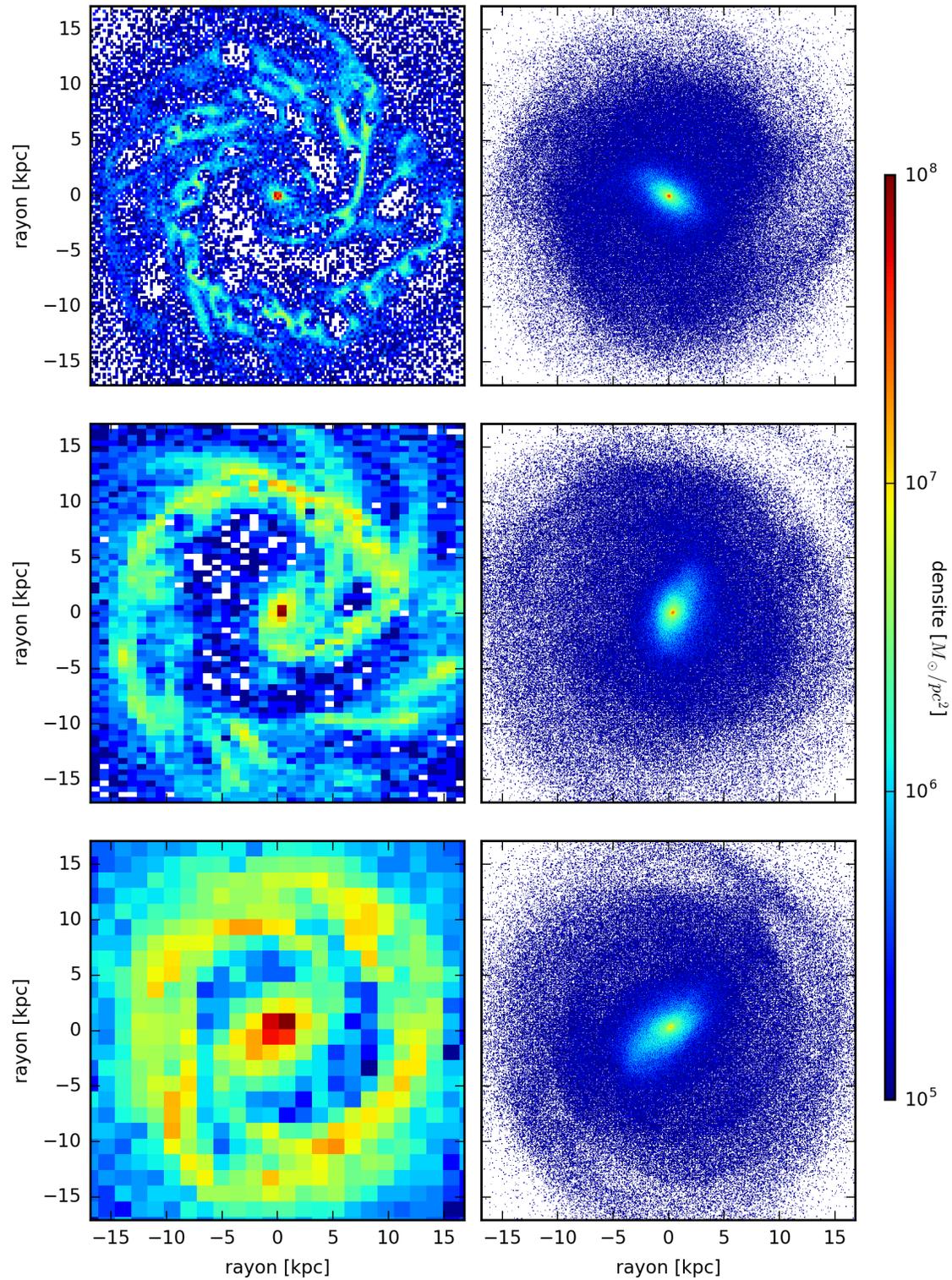


FIGURE 4.9 – Configuration du système après un temps $t=1200$ Man, montrant la densité du gaz (gauche) et des étoiles (droite). Les simulations sont avec barre, avec NAG ayant une rétroaction cinétique ($f_{\text{cin}} = 0.2$). Panneaux du haut : Simulation D ($f_{\text{gaz}} = 0.192$) ; Panneaux du centre : Simulation H ($f_{\text{gaz}} = 0.096$) ; Panneaux du bas : Simulation J ($f_{\text{gaz}} = 0.048$).

4.2 Force de la barre

Douze simulations de galaxies spirales ont été effectuées, dont dix forment une barre. La présence ou non d'un NAG ainsi que la fraction de gaz dans la galaxie peuvent modifier l'évolution de la barre. Pour vérifier quel est cet effet, il faut calculer la force de la barre tout au long de l'évolution de la galaxie. La méthode utilisée est la même que celle proposée par Athanassoula & Misiriotis (2002), qui est basée sur les composantes de la décomposition de Fourier de la distribution azimutale des particules gaz et étoiles. Les composantes a_m et b_m sont données par :

$$a_m(R) = \sum_{n=1}^{N_R} m_n \cos(m\theta_n), m = 0, 1, 2, \dots; \quad (4.1)$$

$$b_m(R) = \sum_{n=1}^{N_R} m_n \sin(m\theta_n), m = 0, 1, 2, \dots; \quad (4.2)$$

où N_R est le nombre de particules dans un rayon R et θ_n est l'angle azimutal de la particule n . Le calcul de $a_2(R)$ et de $b_2(R)$ est fait numériquement, pour différents rayons R et définit la force de la barre A_2 comme étant :

$$A_2 = \max A_2(R) = \max \left(\frac{\sqrt{a_2^2 + b_2^2}}{a_0} \right). \quad (4.3)$$

L'équation 4.3 est l'amplitude du mode $m = 2$, normalisé à la densité moyenne. Pour qu'une galaxie soit définie comme étant barrée, il faut que $A_2 > 0.1$ comme démontré par Carles et al. (2016). La figure 4.10 présente l'évolution de la barre en fonction du temps pour les galaxies bleues. Sans la présence d'un NAG (simulation A, courbe noire), la force de la barre augmente de manière assez régulière jusqu'à atteindre un pic, à une valeur de $A_2 = 0.34$ à 500 Man. Par la suite, la force de la barre oscille fortement avec une tendance nette à diminuer avec le temps, pour atteindre $A_2 \sim 0.2$ au temps $t = 1.5$ Gan. Lorsque la rétroaction du NAG est ajoutée (simulation B, C, et D), la barre grossit rapidement et le pic de A_2 est atteint plus rapidement, entre 300 et 400 Man. L'évolution du paramètre A_2 est par la suite similaire à la simulation A. La simulation C (courbe verte), est une simulation intermédiaire entre les simulations B et D. Cependant, la simulation C possède le pic le plus faible avec une valeur de $A_2 = 0.30$, comparativement à 0,36 pour la simulation B (courbe bleue) et 0.38 pour la simulation D (courbe rouge). Puisque la barre est formée par instabilité, ce genre de résultat n'est pas surprenant. En examinant la courbe de la simulation C dans la figure 4.10, on peut effectivement voir que cette simulation a une valeur maximale plus petite que les autres, mais elle reste aussi à son maximum plus longtemps. La présence du NAG avec une rétroaction cinétique faible semble donc rendre un peu moins stable la formation de la barre

pour la simulation C, et limite ainsi sa valeur de A_2 maximale. Les simulations E et F ont la rétroaction et l'accrétion du NAG inactives jusqu'à $t = 500$ Man, où les deux sont activées, et qui correspond par coïncidence au moment où la barre a atteint sa force maximale. Ajouter le NAG aussi tard n'affecte donc pas de manière significative l'évolution subséquente de la barre.

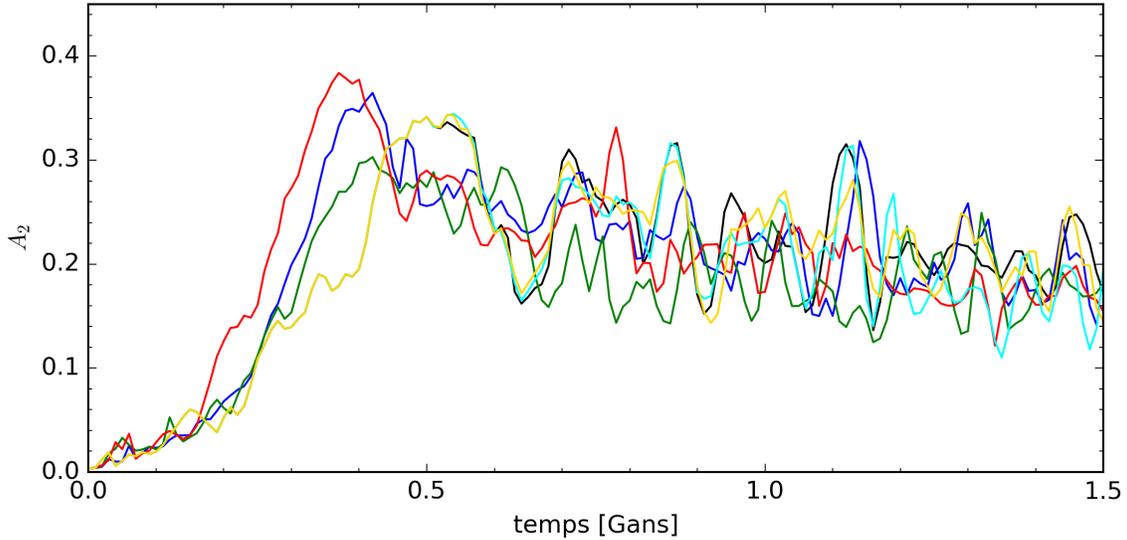


FIGURE 4.10 – Force de la barre en fonction du temps pour les galaxies bleues. Courbe noire : Simulation A (sans NAG) ; courbe bleue : Simulation B (rétroaction thermique) ; courbe verte : Simulation C ($f_{\text{cin}} = 0.1$) ; courbe rouge : Simulation D ($f_{\text{cin}} = 0.2$) ; courbe cyan : Simulation E (NAG retardé, $f_{\text{cin}} = 0.1$) ; courbe or : Simulation F (NAG retardé, $f_{\text{cin}} = 0.2$).

4.3 Trou noir supermassif central

4.3.1 Croissance et évolution

La figure 4.11 présente l'évolution de la masse du trou noir M_{BH} en fonction du temps pour les galaxies bleues, sauf pour la galaxie A. Pour cette dernière, la particule trou noir est tout de même présente dans la simulation, mais n'est pas active, et est donc de ce fait constante à $10^6 M_{\odot}$. Il est important de spécifier que sur cette figure, il s'agit de la masse de sous-grille du trou noir, et non la masse dynamique. Pendant les premiers 300 millions d'années, le trou noir grossit de manière assez similaire pour les simulations B, C et D. La rétroaction du NAG est trop faible à ce moment pour affecter de manière significative le taux d'accrétion du trou noir. Sur la figure 4.10, on peut voir que 300 millions d'années correspond au moment où la force de notre barre A_2 est égale à 0.2. Par la suite, la force de la barre varie de manière différente pour ces trois simulations, et la masse du trou noir est cohérente avec la force de la barre. Une barre forte va apporter davantage de matière gazeuse vers le centre de la galaxie, augmentant ainsi le taux d'accrétion et la force de la rétroaction. À 700 millions d'années, on peut noter

une différence d'un facteur 2.5 entre les simulations C et D, la simulation C étant celle avec la masse la plus basse et la barre la moins forte. Cependant, à $t = 1.5$ Gan, il n'y a pratiquement plus de différence entre les masses des trous noirs.

Les simulations E et F ont la rétroaction et l'accrétion du trou noir désactivées jusqu'à 500 millions d'années. Une fois activées, la masse du trou noir augmente très rapidement, à cause de la grande quantité de gaz qui a été accumulée au centre. Initialement, la masse du trou noir grandit de manière similaire pour les deux simulations, et les trous noirs doublent en masse en moins de 50 millions d'années. Leur masse commence à être différente par après, et l'évolution de leur masse est qualitativement similaire à celle des simulations B, C et D. Il est intéressant de noter que dans ces cinq simulations, la rétroaction commence à être différente au moment où le trou noir double sa masse initiale.

Dans le cas de notre galaxie non barrée, on peut voir que l'évolution de la masse du trou noir est très différente. Tout d'abord, la masse du trou noir est d'environ 50 fois plus petite que celle des autres simulations à 1.5 milliards d'années. L'évolution de sa masse ne connaît pas d'épisode de croissance rapide, sauf dans les 20 premiers millions d'années. Les six simulations ont une distribution des étoiles et du gaz similaires initialement, mais ce qui diffère entre la simulation de galaxie non-barrées et celles qui sont barrées est la concentration du halo de matière sombre. Dans le cas de la galaxie non barrée, ce paramètre est plus élevé ($c = 20$ alors que $c = 8$ pour des galaxies barrées), et donc, puisque la matière sombre est plus concentrée dans le centre de la galaxie, la gravité va attirer initialement plus de gaz vers le centre de la galaxie. Cependant, lorsque la rétroaction du trou noir commence à pousser le gaz vers l'extérieur du centre de la galaxie, la matière disponible pour l'accrétion se fait plus rare au centre, entre autre parce qu'aucune barre ne renouvelle le réservoir de gaz, et la croissance de la masse est presque stagnante et augmente très lentement.

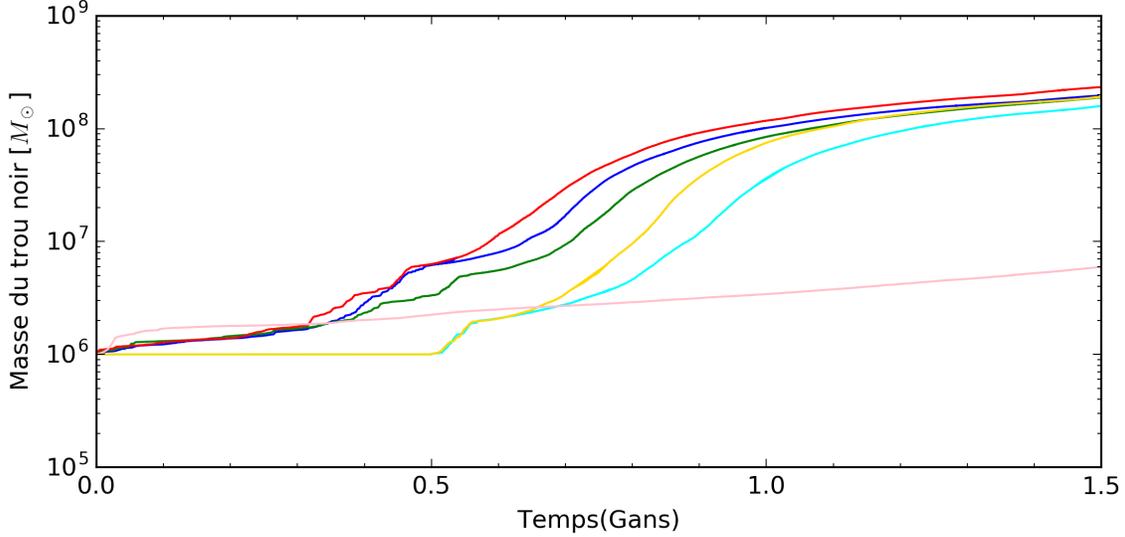


FIGURE 4.11 – Masse du trou noir en fonction du temps pour les galaxies bleues. Courbe bleue : Simulation B (rétroaction thermique) ; courbe verte : Simulation C ($f_{\text{cin}} = 0.1$) ; courbe rouge : Simulation D ($f_{\text{cin}} = 0.2$) ; courbe cyan : Simulation E (NAG retardé, $f_{\text{cin}} = 0.1$) ; courbe or : Simulation F (NAG retardé, $f_{\text{cin}} = 0.2$) ; courbe rose : Simulation L (NAG, sans barre).

4.3.2 Masse centrale de gaz

Pour bien comprendre l'évolution du trou noir, il est intéressant de regarder la quantité de gaz disponible dans son réservoir pour accrétion. La figure 4.12 présente la masse centrale de gaz, en unité de $10^9 M_{\odot}$, le panneau du haut est pour un rayon de 1kpc autour du centre de la galaxie, et le panneau du bas pour un rayon de 0.1kpc. Regardons premièrement le cas des galaxies spirales barrées, soit les courbes : noire (sans NAG), bleue (NAG, rétroaction radiative), verte et rouge (rétroaction dynamique, respectivement $f_{\text{cin}} = 0.1$ et $f_{\text{cin}} = 0.2$), cyan et or (NAG retardé, respectivement $f_{\text{cin}} = 0.1$ et $f_{\text{cin}} = 0.2$). Le panneau du haut montre un lien très évident entre les figures 4.11 et 4.10. Lorsque la barre devient forte, plus de gaz va vers le centre de la galaxie, et la masse du trou noir augmente plus rapidement. Dans le cas où la force de la barre devient grande rapidement, la quantité de gaz au centre de la galaxie est plus élevée plus tôt, et la masse du trou noir augmente plus rapidement plus tôt aussi. Toujours avec les galaxies spirales, observons maintenant le panneau du bas. L'absence de gaz dans la région la plus centrale de la galaxie durant environ les premiers 0.5 Ga n'est pas due à l'accrétion du trou noir, puisque même les galaxies sans NAG ou celles où le NAG est retardé n'ont pas de gaz à ce rayon. Cela démontre le fait que cette région est mille fois moins volumineuse que la région à un rayon de 1kpc, et ne contient que très peu de gaz initialement. À environ 0.5 Ga, lorsque les barres deviennent fortes, le gaz entre en bonne quantité dans cette région. Par la suite, la quantité de gaz diminue progressivement pour la simulation sans NAG, pour terminer avec une masse d'environ $0.2 M_{\odot}$, tandis que les simulations avec NAGs

perdent le gaz dans ce rayon très rapidement, et à la fin de la simulation, il n'y a plus ou très peu de gaz dans cette région. Pour la simulation A, le gaz dans cette région va diminuer dû à la formation stellaire, tandis que pour les autres simulations, il s'agit en fait d'une combinaison de formation stellaire, d'accrétion par le trou noir, et de rétroaction du trou noir qui repousse le gaz à l'extérieur de cette région centrale. L'effet du NAG est donc très visible à cette échelle, mais la différence sur les quantités de gaz, autre que temporellement, a très peu d'impact pour un rayon de 1kpc.

Pour le cas des galaxies spirales non barrées, la quantité de gaz dans le centre de la galaxie augmente progressivement et de manière assez constante pour la galaxie sans NAG (courbe grise), et la même tendance est présente pour celle avec un NAG (courbe rose), sauf que les variations sont dues à la rétroaction du NAG qui repousse le gaz en dehors du rayon de 1kpc, et la courbe rose maintient un niveau d'environ 50% inférieur à la simulation sans NAG. À une échelle plus petite, il n'y a aucun gaz qui demeure dans cette région lorsque le NAG est présent (courbe rose), et il n'y a que très peu de gaz sans NAG (courbe grise), ce qui explique pourquoi le NAG dans la galaxie non barrée ne connaît pas d'augmentation rapide de sa masse, comme le montre la figure 4.11.

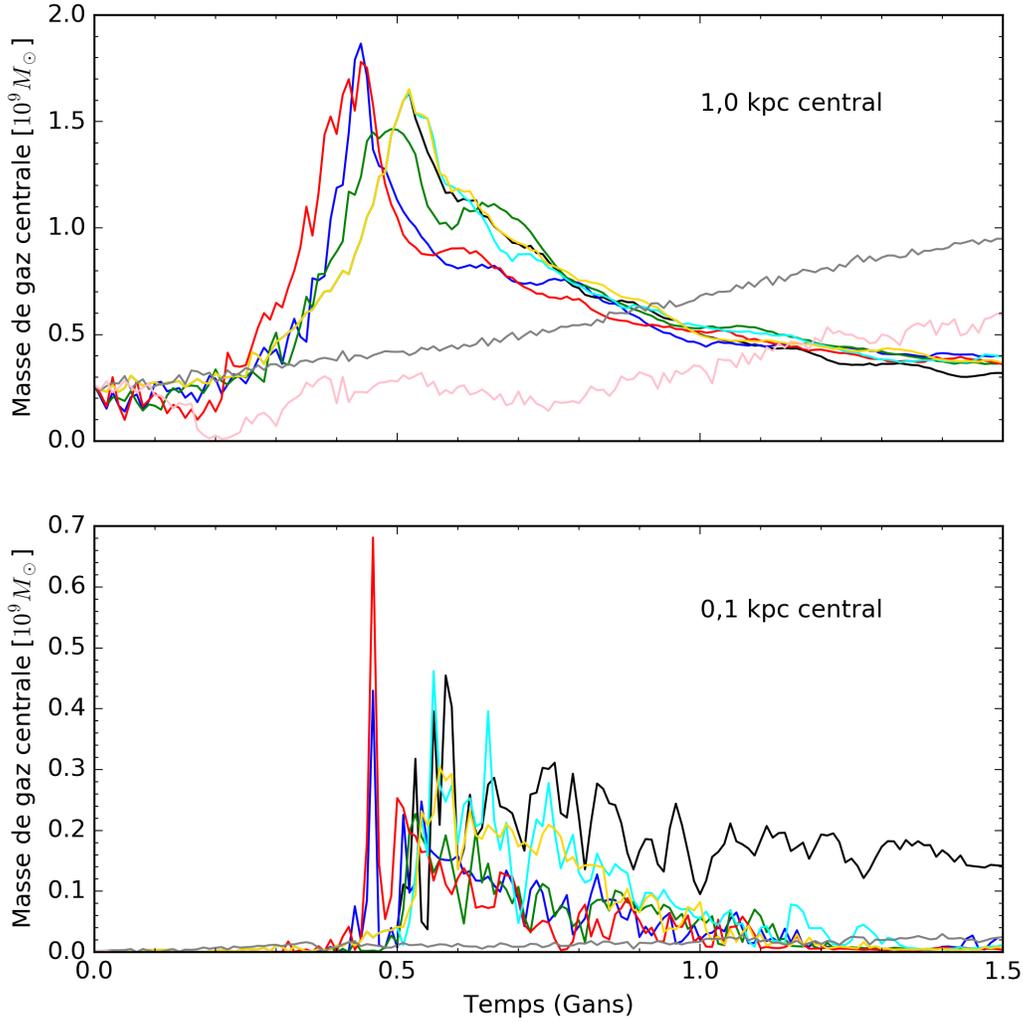


FIGURE 4.12 – Masse de gaz dans la région centrale en fonction du temps pour les galaxies bleues. Courbe noire : Simulation A (sans NAG); courbe bleue : Simulation B (rétroaction thermique); courbe verte : Simulation C ($f_{\text{cin}} = 0.1$); courbe rouge : Simulation D ($f_{\text{cin}} = 0.2$); courbe cyan : Simulation E (NAG retardé, $f_{\text{cin}} = 0.1$); courbe or : Simulation F (NAG retardé, $f_{\text{cin}} = 0.2$); courbe grise : Simulation K (Non barrée, sans NAG); courbe rose : Simulation L (Non barrée, avec NAG, $f_{\text{cin}} = 0.2$).

4.3.3 Luminosité du NAG

La figure 4.13 présente l'évolution de la luminosité du NAG pour les galaxies bleues. Seule une fraction $\epsilon_r \epsilon_c = 0.005$ de l'énergie est couplée au milieu interstellaire sous forme de rétroaction. Les simulations B, C et D sont assez similaires : la luminosité augmente régulièrement et d'un facteur de l'ordre de 300. Un pic de luminosité est atteint vers $t \sim 0.75$ Gan, avec une

luminosité de $L_{\text{NAG}} \sim 6 \times 10^{12} L_{\odot}$. Après cela, la luminosité diminue lentement, même si le trou noir continue de croître en masse. Cela est dû au fait qu'il n'y a plus de gaz dans la région centrale de la galaxie, ce qui réduit le facteur ρ_{∞} de l'équation 2.49, et que cet effet va éventuellement dominer la croissance en masse du trou noir, M_{BH} . Pour les simulations E et F où le NAG a été retardé de 500 Man, le pic de luminosité sera sensiblement de la même intensité et le comportement sera sensiblement le même, mais le tout sera retardé, et le pic se produira vers $t = 0.95$ Gan.

Il est possible de voir de grandes fluctuations qui se produisent rapidement, et qui ont un facteur 20 ou plus de luminosité. Ces fluctuations se situent entre $t = 0.3$ Gan et $t = 0.5$ Gan pour les simulations B, C et D, et peu de temps après que le NAG soit activé pour les simulations E et F, et elles correspondent à des périodes de croissance rapide du trou noir. Durant ces périodes, un gros fragment de gaz peut être accrété, ce qui cause des variations soudaines du terme ρ_{∞} de l'équation 2.49. Quand un fragment dense de gaz tombe dans le trou noir, \dot{M}_{BH} peut augmenter d'un très grand facteur, et à ce moment, la luminosité du NAG est donnée par la limite d'Eddington, comme présenté dans l'équation 2.51. Cet effet devient beaucoup moins important plus la simulation avance, car le gaz est moins dense, et un gaz plus diffusé a moins de chance de produire de fragments denses.

Pour la simulation L, sans barre, le seul moment où la limite d'Eddington est atteinte est au tout début de la simulation, alors que le gaz est présent dans le centre de la galaxie. Par la suite, la luminosité du NAG augmente lentement, comme la masse du trou noir, sans avoir de grandes fluctuations comme les galaxies avec barre. Remarquons tout de même la fluctuation à $t \sim 0.35$ Gan, qui est la seule exception, et qui est due à un fragment dense de gaz qui était encore présent dans le centre de la galaxie. L'effet est peu visible sur la figure 4.11 et la limite d'Eddington n'est même pas atteinte par cette fluctuation.

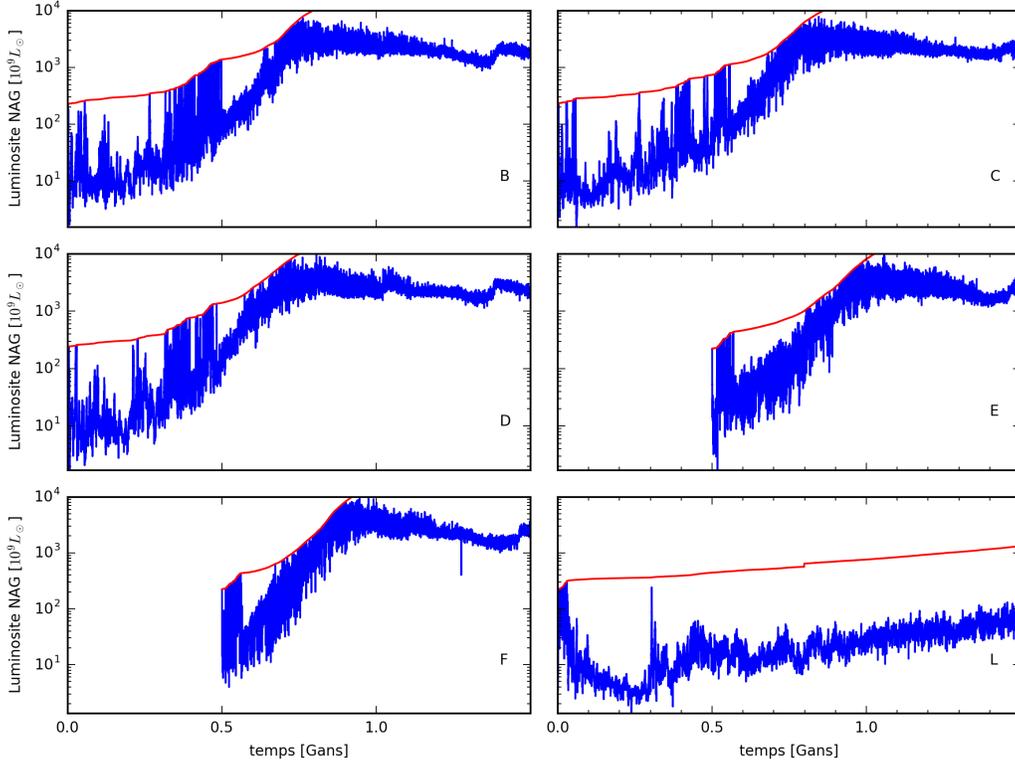


FIGURE 4.13 – Luminosité des NAGs pour les galaxies bleues. La ligne rouge représente la luminosité d’Eddington.

4.4 Histoire de la formation stellaire

4.4.1 Taux de formation stellaire

Maintenant que nous avons vu l’évolution de la barre et du trou noir, il est intéressant de voir quels sont les effets sur la formation stellaire. Dans un premier temps, regardons les galaxies spirales barrées, soit les simulations A-F. La figure 4.14 présente le taux de formation stellaire (TFS) pour la galaxie entière dans le panneau du haut, et à l’intérieur d’un rayon de 1kpc pour le panneau du bas. Dans le cas de la simulation sans NAG (simulation A, courbe noire), le TFS global est essentiellement constant jusqu’à $t = 0.4$ Gan, moment où la barre s’est formée. Par la suite, la formation stellaire augmente rapidement, atteignant un pic de $31.7M_{\odot}/\text{an}$ à $t = 0.55$ Gan. Par la suite, le TFS diminue tandis que le réservoir de gaz disponible pour créer de nouvelles étoiles s’épuise. Ces résultats sont entièrement consistants avec ceux obtenus par Martel et al. (2013) et Carles et al. (2016).

La présence du NAG n’a pas d’effet significatif sur le TFS avant $t = 0.3$ Gan. Le TFS est faible dans la région centrale, ce qui signifie que la majorité des étoiles se forment dans une région éloignée où le NAG n’a pas vraiment d’influence. Après $t = 0.3$ Gan, la formation stellaire dans

la région centrale devient importante et le NAG produit clairement une rétroaction positive sur celle-ci. Le TFS central augmente plus rapidement, résultant en un TFS global qui commence à augmenter 200 millions d'années plus tôt, et obtient un pic de $54.5M_{\odot}/\text{an}$ pour la simulation B, et de $33.5M_{\odot}/\text{an}$ pour la simulation D, tous deux se produisant à $t = 0.46$ Gan au lieu de $t = 0.55$ Gan, soit 100 millions d'années plus tôt. La simulation C quant à elle voit un double pic de formation stellaire, soit de $11,2M_{\odot}/\text{an}$ à $t = 0.46$ Gan et de $21M_{\odot}/\text{an}$ à $t = 0.55$ Gan. À la figure 4.10, la courbe de la simulation C présentait une force de barre moins élevée que les autres simulations avec NAG, et qui maintenait son maximum avec une valeur de $A_2 \sim 0.3$, de $t = 0.4$ Gan à $t = 0.62$ Gan. Cette instabilité dans la formation de la barre a donc apporté moins de matière gazeuse que les simulations B et D à $t = 0.46$ Gan et explique donc cette différence. Le second pic concorde avec la simulation A, mais a une durée plus courte. Après le pic, à $t \sim 0.8$ Gan, les simulations avec NAG ont un TFS plus petit d'environ 30% que la simulation sans NAG, et ce jusqu'à la fin de la simulation. Il est important de noter qu'à des temps si tardifs, la formation stellaire se fait presque exclusivement dans les régions centrales de la galaxie, ce qui explique la similitude des courbes dans les deux panneaux.

Retarder la rétroaction du NAG fait une grande différence sur le taux de formation stellaire. Dans les simulations E et F, le NAG est actif à $t = 0.5$ Gan, à un moment où la formation stellaire dans la région centrale a déjà bien commencé. La rétroaction du NAG n'aura pratiquement aucun effet, puisque sa masse est toujours de $M_{\text{BH}} = 10^6 M_{\odot}$, et donc la luminosité L_{AGN} est très faible à ce moment. Il faut un autre 500 millions d'années avant que la luminosité du NAG rattrape celle des simulation B, C et D, et à ce moment, le pic de formation stellaire s'est produit depuis longtemps. Le résultat de cela est que l'évolution du TFS pour les simulations A, E et F est très similaire, avec un pic au même moment et avec environ le même TFS, et l'évolution à des temps avancés est sensiblement la même aussi.

Dans le cas des simulations de galaxies non barrées, le taux de formation stellaire global diminue lentement avec le temps, baissant d'un facteur 2 après 1.5 Gan, et la rétroaction du NAG ne change pas vraiment ce taux. Le TFS de la région centrale augmente lentement et plus irrégulièrement, et l'effet du NAG se fait ressentir légèrement après $t = 500$ Gan, où le TFS de la simulation avec NAG est inférieur d'environ 30%. Le fait que le TFS global demeure inchangé montre que la rétroaction du NAG va supprimer la formation stellaire dans la région centrale, mais que celle-ci se produira à un rayon plus grand que 1 kpc.

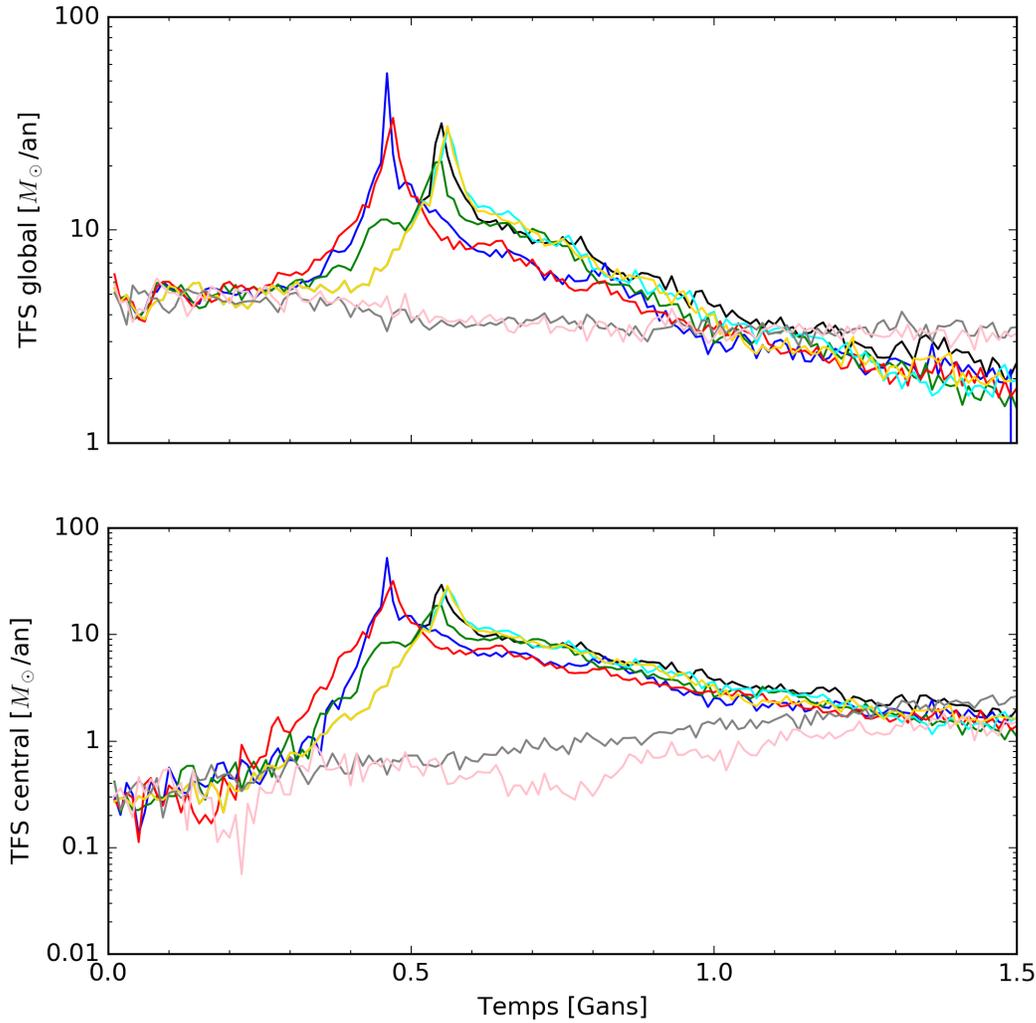


FIGURE 4.14 – Taux de formation stellaire en fonction du temps pour les galaxies bleues. Courbe noire : Simulation A (sans NAG) ; courbe bleue : Simulation B (rétroaction thermique) ; courbe verte : Simulation C ($f_{\text{cin}} = 0.1$) ; courbe rouge : Simulation D ($f_{\text{cin}} = 0.2$) ; courbe cyan : Simulation E (NAG retardé, $f_{\text{cin}} = 0.1$) ; courbe or : Simulation F (NAG retardé, $f_{\text{cin}} = 0.2$).

4.4.2 Masse stellaire

La figure 4.15 présente la masse stellaire formée au cours de la simulation en fonction du temps, pour la galaxie entière dans le panneau du haut, et pour un rayon de 1 kpc du centre de la galaxie pour le panneau du bas. Puisque les étoiles sont libres de bouger à l'intérieur et à l'extérieur de ce rayon, il est important de noter que la quantité d'étoiles au centre de la galaxie n'est pas nécessairement égale à l'intégration du TFS central. Initialement, toutes les

simulations de galaxies barrées ont le même comportement, et il est intéressant de noter que pour $t = 1.5$ Gan, les valeurs de M_* pour les simulations avec NAG ont un écart maximal de 0.2 dex, et elles sont plus faibles de 0.3 dex de la valeur de M_* de la simulation A. La seule différence majeure se situe entre $t = 0.4$ Gan et $t = 0.8$ Gan, où la masse stellaire augmente plus rapidement pour les simulations B, C et D, puisque les pics du TFS se produisent plus tôt, et il n'y a pas de différence notable entre les simulations A, E et F. Tout est donc cohérent avec la figure 4.14.

Dans le cas des simulations de galaxies non-barrées, les courbes des simulations K et L suivent les simulations A-F jusqu'à $t = 0.3$ Gan, moment où la barre se forme pour les galaxies spirales barrées avec NAG. Le taux de formation stellaire global augmente constamment, et n'est pas affecté par la rétroaction du NAG. À $t = 1.5$ Gan, un facteur 2 diffère des galaxies spirales barrées à celles non-barrées. Pour la masse stellaire centrale, elles augmentent de manière similaire jusqu'à $t = 800$ Man, où la rétroaction a un petit effet. Il y a une différence d'environ 30% avec la masse stellaire centrale lorsque le NAG est présent, montrant encore une fois que les étoiles ont simplement été formées à un rayon plus élevé puisque globalement il n'y a aucun effet sur M_* pour les simulations de galaxies non-barrées.

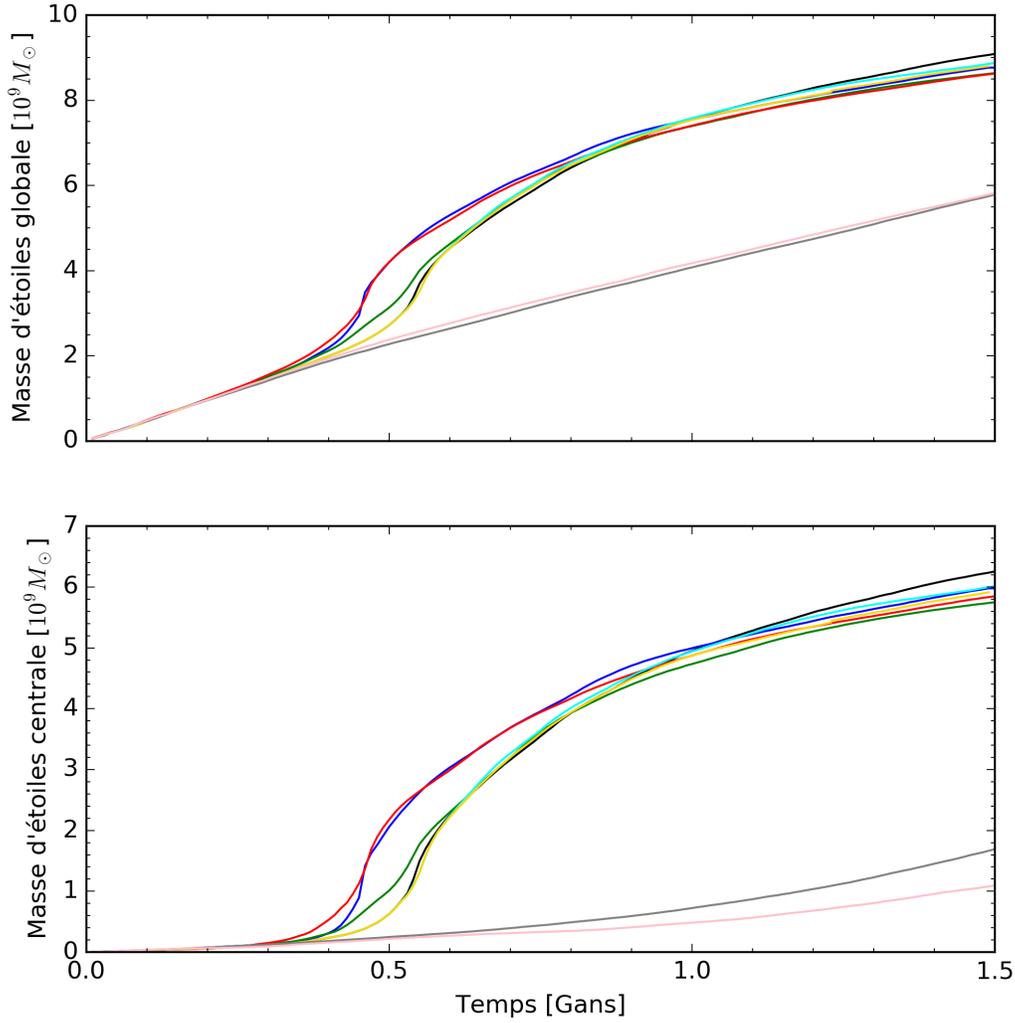


FIGURE 4.15 – Masse stellaire en fonction du temps pour les galaxies bleues. Courbe noire : Simulation A (sans NAG) ; courbe bleue : Simulation B (rétroaction thermique) ; courbe verte : Simulation C ($f_{\text{cin}} = 0.1$) ; courbe rouge : Simulation D ($f_{\text{cin}} = 0.2$) ; courbe cyan : Simulation E (NAG retardé, $f_{\text{cin}} = 0.1$) ; courbe or : Simulation F (NAG retardé, $f_{\text{cin}} = 0.2$) ; courbe grise : Simulation K (Non barrée, sans NAG) ; courbe rose : Simulation L (Non barrée, avec NAG, $f_{\text{cin}} = 0.2$).

4.4.3 Cartes de formation stellaire

Les figures 4.16, 4.17, 4.18 et 4.19 sont des "cartes spatio-temporelles" de l'histoire de la formation stellaire, les deux premières étant pour les galaxies spirales barrées, et les deux dernières pour les galaxies spirales non-barrées. Chaque pixel représente le TFS en masse solaire par an dans un intervalle spatial particulier durant un intervalle de temps particulier. Ces cartes ont

pour but d'avoir une meilleure vue d'ensemble de l'évolution de la formation stellaire dans la galaxie. En regardant la simulation A dans la figure 4.16, on note qu'initialement, les étoiles se forment à tout rayon de la galaxie jusqu'à un rayon d'environ 9kpc, à l'exception de la région centrale près d'un rayon de 0.5 kpc, puisque la quantité de gaz disponible est très faible à ce moment. Au fur et à mesure que le temps avance, le moment cinétique du disque gazeux est redistribué, avec du gaz se déplaçant vers les régions centrales, et aussi vers les régions externes. Après 500 millions d'années, on peut distinguer clairement deux régions actives de formation stellaire : une région interne ($r < 2\text{kpc}$) où les étoiles se forment à l'intérieur de la barre, et une région externe ($r > 6\text{kpc}$) où les étoiles se forment dans le disque, principalement dans les bras spiraux. La figure 4.17 montre un agrandissement de la région centrale de 1kpc de rayon.

Pour la simulation A (panneau du haut à gauche), le pic de formation stellaire à $t = 0.55 \text{ Gan}$ est clairement visible. Plus le temps avance, plus la formation stellaire devient concentrée dans la région centrale. C'est en accord avec les résultats obtenus par Martel et al. (2013). Le scénario "classique" d'évolution de galaxies spirales barrées stipule que la barre apporte le gaz vers le centre de la galaxie où celui-ci est ensuite converti en étoiles. Martel et al. (2013) ont montré que les étoiles se forment tout le long de la barre, et que la formation stellaire devient plus concentrée parce que la composante gazeuse de la barre se contracte avec le temps, et c'est exactement ce que nous observons avec la simulation A.

L'effet de la rétroaction du NAG sur la formation stellaire centrale est très grand. En comparant les simulations B, C et D avec la simulation A, on voit que le NAG supprime la formation stellaire dans un rayon de 10–20pc. La région de formation stellaire active ne se contracte plus avec le temps, et s'étend au contraire dans la simulation B. À $t = 1.5 \text{ Gan}$, la région centrale de formation stellaire est concentrée dans environ 100 pc pour la simulation A, tandis que pour les simulations B, C et D, elle s'étend jusqu'à 400 pc. L'algorithme GCD+ transforme une particule de gaz en particule étoile lorsque la densité critique est atteinte, et lorsqu'il n'y a pas de rétroaction de NAG, le gaz atteint "par lui même" cette densité tandis que la barre se contracte. Dans le cas des simulations avec rétroaction, le gaz qui "coule" vers le centre de la galaxie à cause de la barre entre en collision avec le gaz repoussé par le NAG, ce qui cause une augmentation rapide de la densité du gaz. À cause de cela, la formation stellaire va être repoussée plus loin, commencera plus tôt et sera plus violente.

Pour les simulations E et F, la rétroaction débute à $t = 0.5 \text{ Gan}$, et la formation stellaire est déjà bien avancée. De plus, comme mentionné précédemment, la rétroaction n'affecte pas significativement la formation stellaire, qui est déjà très dense. Cependant, la formation stellaire sera poussée à un rayon plus grand, comme pour les simulations B, C et D.

Les figures 4.18 et 4.19 sont les cartes spatio-temporelles pour les galaxies spirales non-barrées, pour la galaxie complète et sa région centrale respectivement. Les simulations K et L (panneaux

du bas) sont comparées avec les simulations A et D (panneaux du haut). Dans la simulation K, il n’y a pas de barre pour transférer le moment cinétique, et la formation stellaire prend place partout dans la galaxie jusqu’à $r = 12\text{kpc}$. En comparant les simulations K et L, on voit clairement que la rétroaction du NAG pousse la formation stellaire plus loin, comme elle le fait avec les galaxies barrées. Dans la simulation L, la formation stellaire est pratiquement supprimée pour $r < 0.4$ et grandement réduite pour $0.4\text{kpc} < r < 0.8\text{kpc}$. Cela a pour effet de diminuer la masse stellaire dans la région centrale, mais ne change pratiquement rien pour la masse stellaire globale, comme démontré par la figure 4.15.

En comparant les simulations D et L, on voit qu’en l’absence d’une barre, la capacité à repousser le gaz par la rétroaction du NAG est beaucoup plus grande. Dans la simulation L, le gaz est pratiquement au repos, alors que dans le cas de la simulation D, il y a un flux vers le centre à cause de la barre. C’est donc plus difficile dans la simulation D de repousser le gaz, mais la compression résultante du gaz permet d’avoir de la formation stellaire plus tôt.

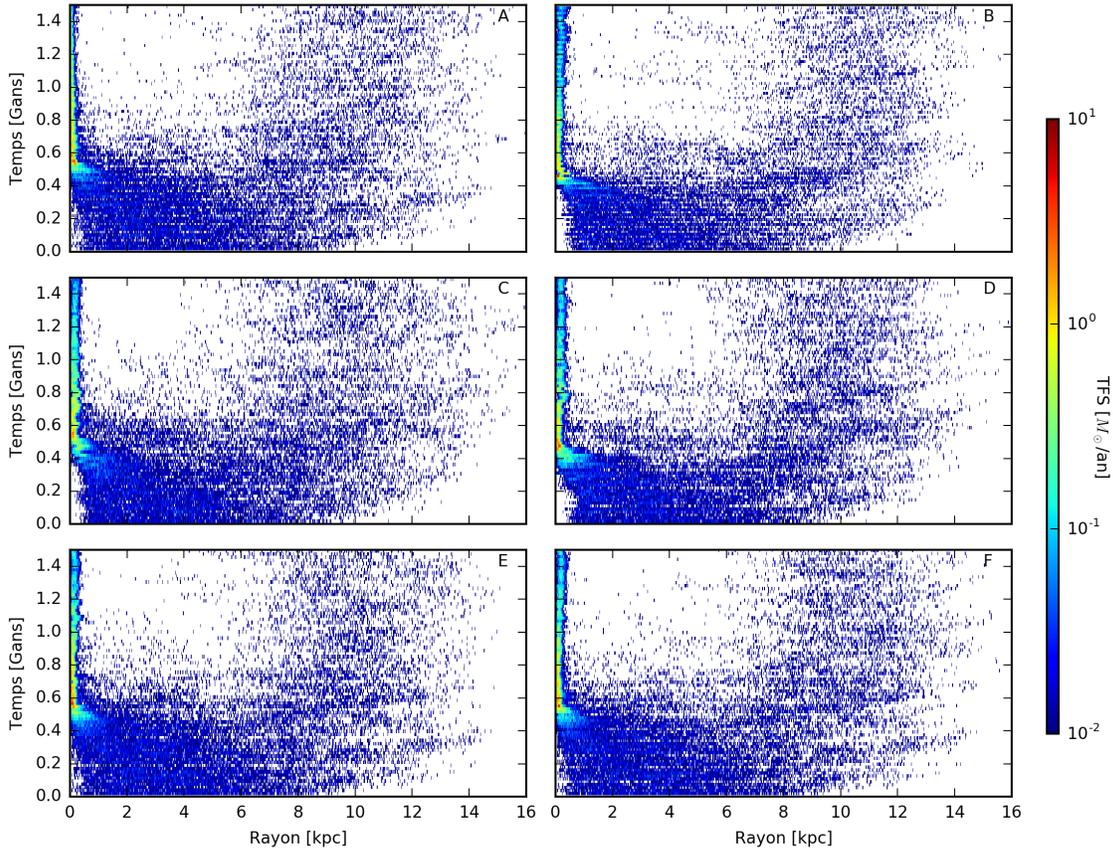


FIGURE 4.16 – Carte de formation stellaire pour les galaxies bleues.

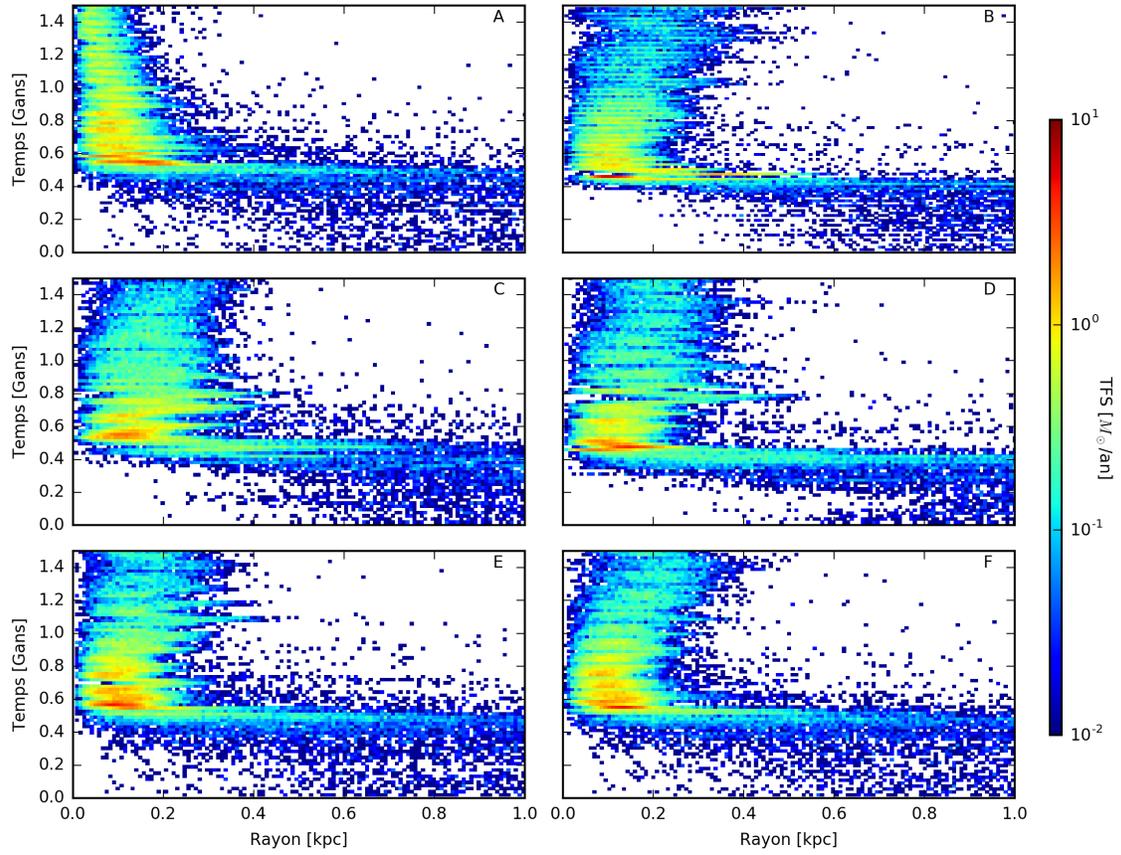


FIGURE 4.17 – Carte de formation stellaire de la région centrale (1 kpc) pour les galaxies bleues.

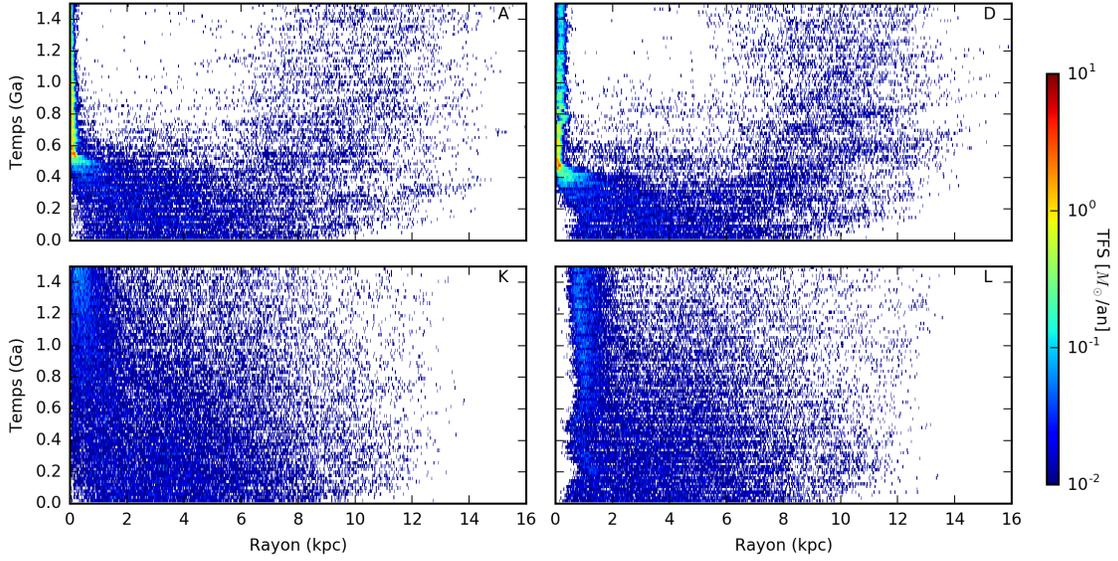


FIGURE 4.18 – Carte de formation stellaire pour les galaxies A, D, K et L (comme indiqué), galaxies entières.

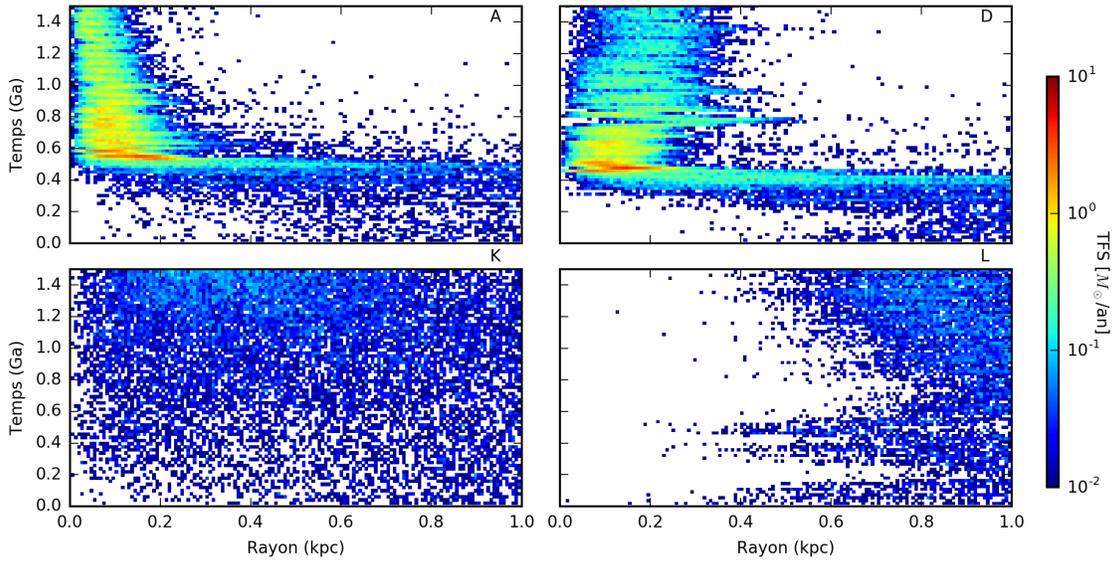


FIGURE 4.19 – Carte de formation stellaire pour les galaxies A, D, K et L (comme indiqué), régions centrales (1 kpc).

4.5 Fraction de gaz

Dans cette section, nous allons porter notre attention sur les effets de la variation de la fraction de gaz dans les galaxies. Pour les simulations A-F, ainsi que les simulations K et L, la fraction de gaz présente dans la galaxie a été déterminée à partir de l'équation 3.14, qui a donné

comme fraction $f_{\text{gaz}} = 0.192$. Les simulations G et I auront les mêmes conditions initiales que la simulation A, sauf pour la distribution des particules étoiles et gaz, où le ratio étoiles/gaz sera $f_{\text{gaz}} = 0.096$ pour la simulation G et $f_{\text{gaz}} = 0.048$ pour la simulation I. Les simulation H et J auront les mêmes conditions initiales que la simulation D, sauf pour la distribution des particules étoiles et gaz, où le ratio étoiles/gaz sera $f_{\text{gaz}} = 0.096$ pour la simulation H et $f_{\text{gaz}} = 0.048$ pour la simulation J. Ainsi, les simulations A-F ont la plus grande quantité de gaz, et sont celles que je nomme "galaxies bleues". Les simulations G et H ont la moitié moins de gaz que les galaxies bleues, et je les nommerai "galaxies rouges", et les simulations I et J ont la moitié moins de gaz que les galaxies rouges, et je les nommerai "galaxies plus rouges".

4.5.1 Force de la barre

Débutons l'analyse avec la force de la barre. Dans les figures suivantes, le code de couleur va ainsi : les galaxies sans NAG sont représentées par les courbes en noir, et celles avec NAG par les courbes en rouge. Les lignes pleines sont les galaxies bleues, les lignes pointillées sont les galaxies rouges, et les lignées pointées sont les galaxies plus rouges. Comme le présente la figure 4.20, réduire la fraction de gaz présent dans la galaxie va retarder la formation de la barre, et augmenter la valeur maximale de A_2 . Une fraction de gaz plus élevée (simulations A et D) augmente la quantité de dissipation, ce qui favorise la croissance d'instabilités dans la barre. Une fois que la force de la barre a atteint sa valeur maximale, le comportement qualitatif de l'évolution de la barre est sensiblement le même pour toutes les fractions de gaz : une décroissance graduelle de A_2 couplée à une forte oscillation. Pour la plus petite fraction de gaz, on voit que les simulations avec et sans NAG ont un comportement et une valeur de A_2 très similaires, et donc dans le cas d'une très petite fraction de gaz, la rétroaction du NAG ne semble pas influencer énormément la formation de la barre. Il y a une autre exception : dans le cas des simulations sans NAG seulement, la barre de la simulation I (galaxie la plus rouge) se forme légèrement avant celle de la simulation G (galaxie rouge).

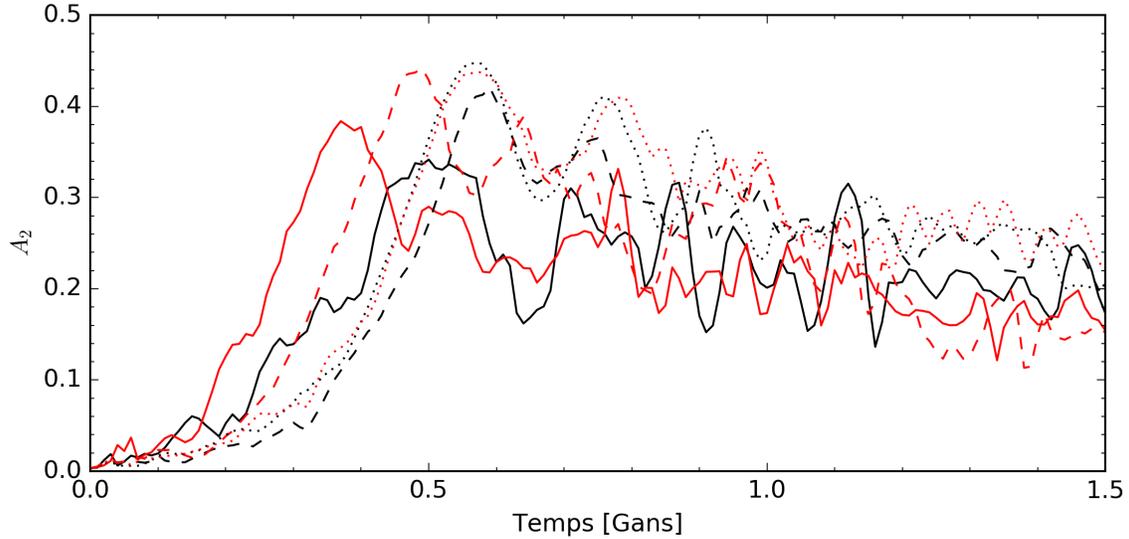


FIGURE 4.20 – Force de la barre en fonction du temps pour les galaxies sans NAG (en noir) et avec rétroaction du NAG ($f_{\text{cin}} = 0.2$, en rouge). Lignes solides : Simulations A et D (galaxies bleues) ; lignes pointillées : Simulations G et H (galaxies rouges) ; lignes pointées : Simulations I et J (galaxies plus rouges).

4.5.2 Trou noir supermassif central

Croissance et évolution

La figure 4.21 montre l'évolution du trou noir supermassif pour les simulations D, H et J. Dans la simulation D, la masse du trou noir augmente dès le départ, mais très légèrement jusqu'à $t = 0.3$ Gan. Il y a initialement plus de gaz disponible pour cette simulation et le trou noir peut commencer à croître même avant que la barre ne soit formée. Dans le cas des simulations H et J, la rareté du gaz fait en sorte que le trou noir n'augmente pas sa masse avant que la barre ne devienne forte et commence à apporter du gaz vers le centre de la galaxie. La masse finale du trou noir, à $t = 1.5$ Gan, diffère d'un facteur 2 entre les simulations D et H, et d'un facteur 2 entre les simulations H et J, ce qui est proportionnel aux différences de f_{gaz} pour ces simulations.

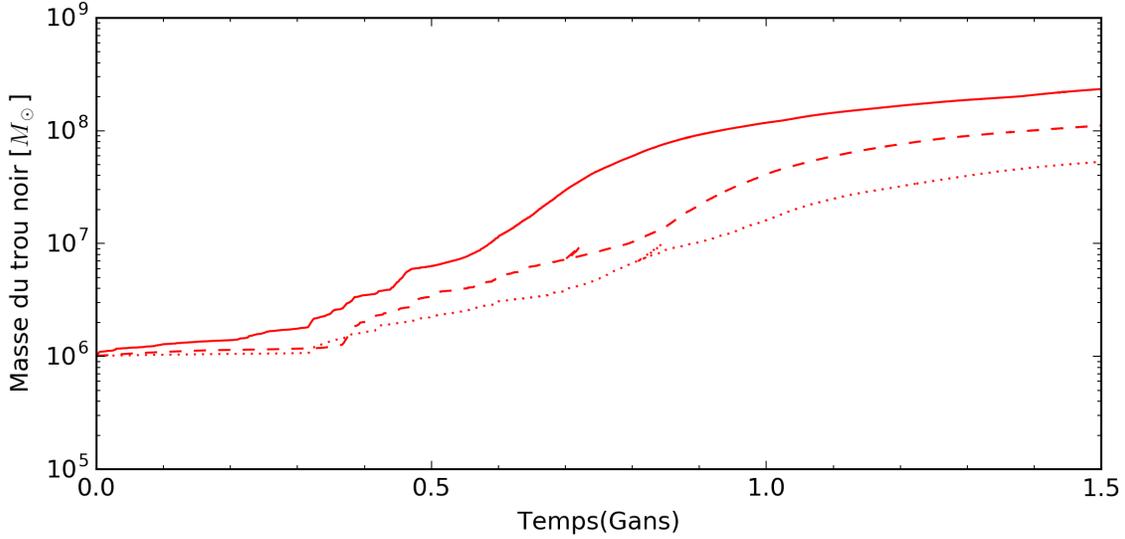


FIGURE 4.21 – Masse du trou noir en fonction du temps pour les galaxies avec une rétroaction de NAG ($f_{\text{cin}} = 0.2$). Ligne solide : Simulation D (galaxie bleue) ; ligne pointillée : Simulation H (galaxie rouge) ; ligne pointée : Simulation J (galaxie plus rouge).

Masse centrale de gaz

La figure 4.22 montre la masse de gaz présente dans un rayon de 1 kpc pour le panneau du haut, et pour un rayon de 0.1 kpc pour le panneau du bas, pour les simulations A, D, G-J. En réduisant la fraction de gaz, la masse centrale de gaz augmente plus lentement, a un maximum à une valeur plus petite et atteint son maximum plus tard. Tout cela est causé par une combinaison d'effets. Avec une fraction f_{gaz} plus petite, il y a moins de gaz disponible, et la barre qui apporte ce gaz vers le centre est plus faible. La fraction de gaz plus petite explique aussi la faible croissance de la masse du trou noir avant la formation de la barre pour les simulations H et J, puisqu'il y a moins de gaz disponible dans le centre pour être accrété. Une fois que le maximum de gaz a été atteint, le comportement est assez similaire pour les simulations, la quantité de gaz diminue progressivement, et à $t = 1.5$ Gan, la quantité de gaz dans un rayon de 1kpc diffère de manière proportionnelle à la fraction de gaz initiale.

Le panneau du bas de la figure 4.22 montre que dans le cas sans NAG, la quantité de gaz dans la région la plus centrale est petite et diminue en accord avec la fraction de gaz disponible dans la galaxie. Pour ce qui est des simulations avec NAG, il n'y a plus de gaz dans ces régions à $t = 1.5$ Gan, et plus la fraction f_{gaz} est petite, plus il est facile pour le NAG de vider cette région du gaz par sa rétroaction, puisque ce dernier est moins dense.

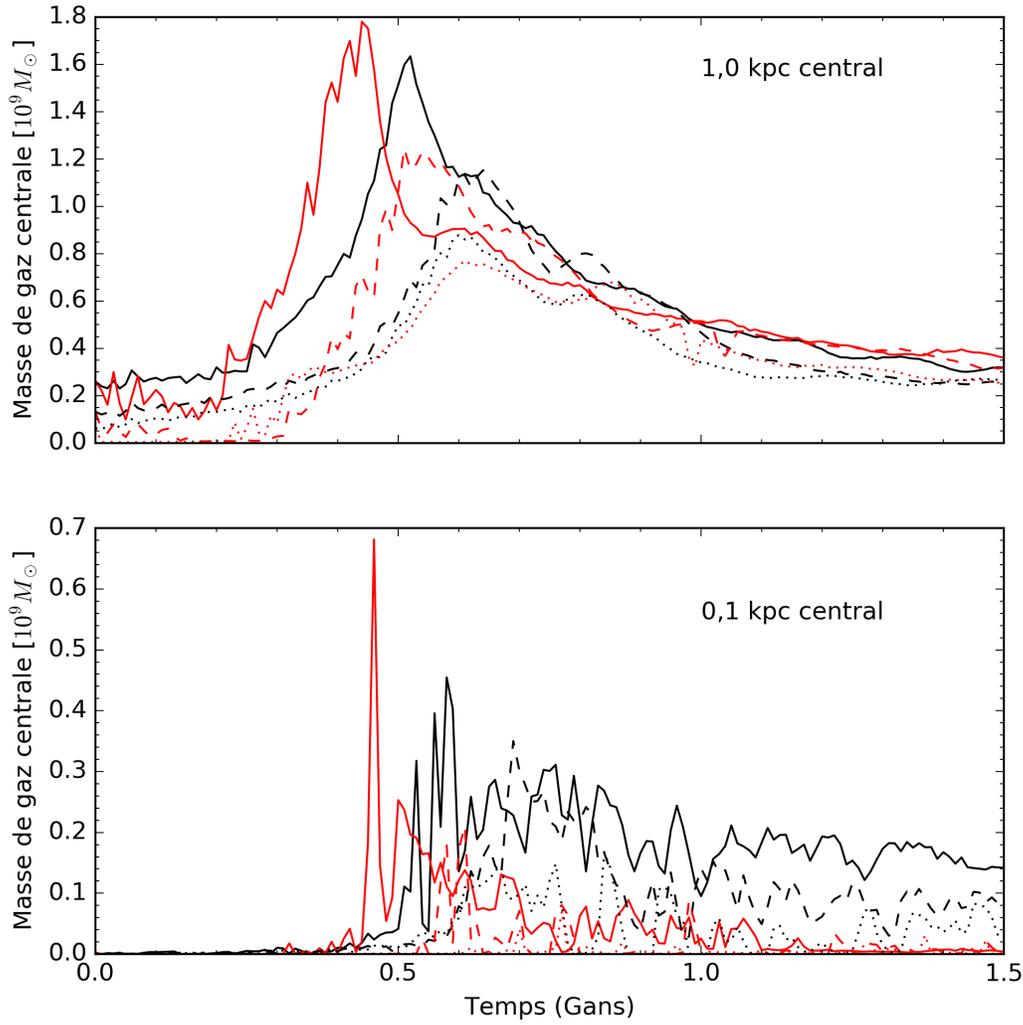


FIGURE 4.22 – Masse de gaz dans la région centrale en fonction du temps pour les galaxies sans NAG (lignes noires) et avec rétroaction de NAG ($f_{\text{cin}} = 0.2$, lignes rouges). Lignes solides : Simulations A et D (galaxies bleues) ; lignes pointillées : Simulations G et H (galaxies rouges) ; lignes pointées : Simulations I et J (galaxies plus rouges).

Luminosité du NAG

La figure 4.23 complète l'analyse de l'évolution du trou noir supermassif en montrant la luminosité du NAG en fonction du temps pour les galaxies rouges. Comme montré par la figure 4.21, réduire la fraction de gaz initiale réduit la masse du trou noir. Puisque le taux d'accrétion de Bondi et le taux d'accrétion d'Eddington augmentent avec M_{BH} , la luminosité décroît donc en réduisant la fraction de gaz initiale. Le maximum est atteint plus tard, et par la suite la

luminosité décroît lentement pour toutes les simulations, puisque le facteur ρ_∞ de l'équation 2.49 diminue.

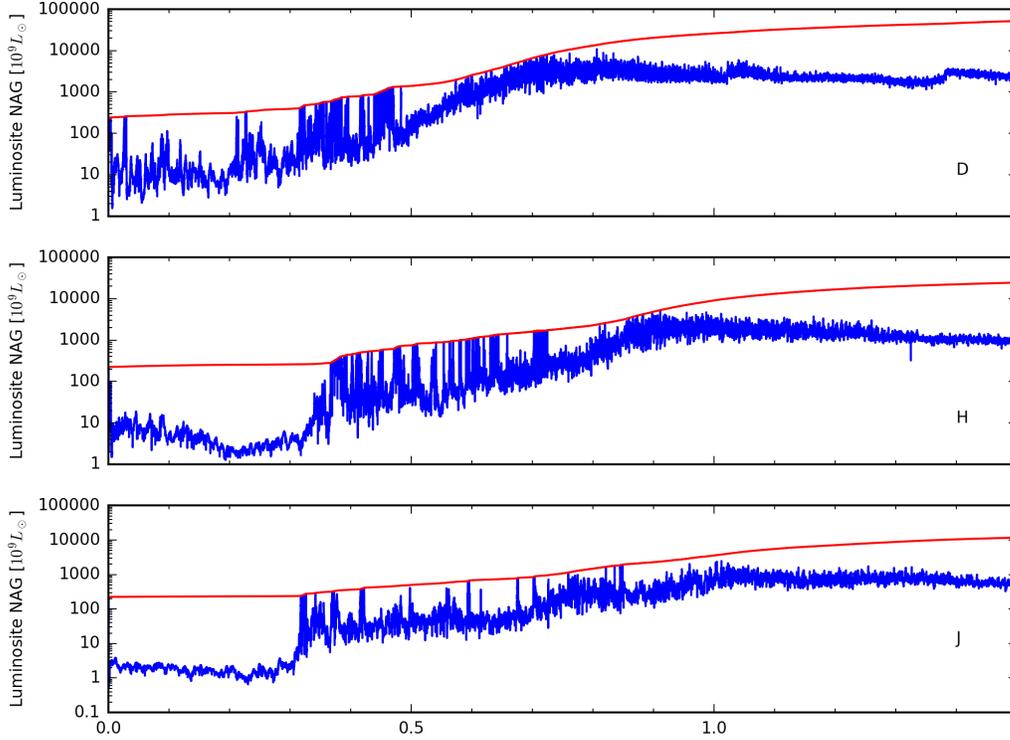


FIGURE 4.23 – Luminosité des NAGs pour les galaxies rouges. La ligne rouge représente la luminosité d'Eddington.

4.5.3 Histoire de la formation stellaire

Taux de formation stellaire

Cette sous-section présente l'effet de la fraction de gaz initiale sur la formation stellaire. La figure 4.24 présente le TFS en fonction du temps pour les simulations A, D, G-J, le panneau du haut étant le TFS global pour la galaxie entière, et celui du bas le TFS central pour un rayon de 1kpc. Le TFS diminue significativement avec une diminution de la fraction de gaz initiale. Non seulement la densité du gaz diminue dans les galaxies rouges, affectant directement la formation stellaire, mais de plus, une réduction de la densité du gaz va aussi accroître le temps de refroidissement du gaz, puisque le taux de refroidissement est proportionnel au carré de la densité. Cela est visible, autant dans le TFS global que le TFS central. Avec f_{gaz} plus petit, le TFS augmente plus lentement, atteint un maximum à une valeur plus petite et plus tard. En comparant les figures 4.24 et 4.22, on voit que le TFS central suit la courbe de la masse

du gaz pour un rayon de 1kpc.

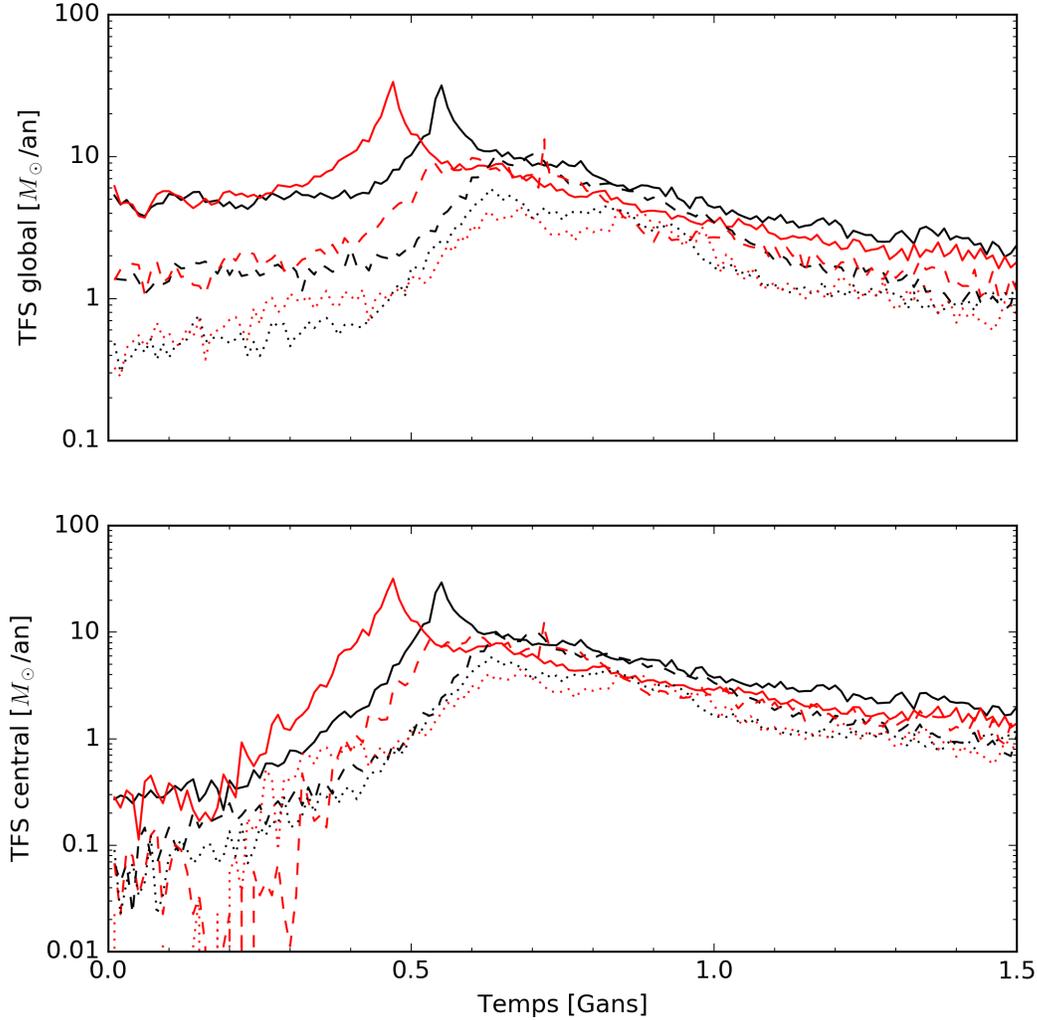


FIGURE 4.24 – Taux de formation stellaire en fonction du temps pour les galaxies sans NAG (lignes noires) et avec rétroaction de NAG ($f_{\text{cin}} = 0.2$, lignes rouges). Lignes solides : Simulations A et D (galaxies bleues) ; lignes pointillées : Simulations G et H (galaxies rouges) ; lignes pointées : Simulations I et J (galaxies plus rouges).

Masse stellaire

La figure 4.25 présente la masse stellaire en fonction du temps pour la galaxie entière dans le panneau du haut, et pour un rayon de 1kpc pour le panneau du bas, pour les simulations A, D et G-J. La présence de la rétroaction du NAG modifie la croissance de la masse stellaire, autant globalement que dans la région centrale, mais dans le cas de la galaxie la plus rouge, il

n'y a que peu d'effets. En regardant les valeurs finales à $t = 1.5$ Ga, la rétroaction augmente la masse stellaire pour la galaxie rouge, autant pour la masse stellaire centrale que la masse stellaire globale, mais dans le cas de la galaxie la plus rouge, il n'y a pas cet effet. Réduire la fraction de gaz initiale aura aussi pour effet de concentrer les étoiles dans la partie centrale de la galaxie. En observant les valeurs finales à $t = 1.5$ Ga de la masse stellaire centrale et globale des galaxies rouges, on voit qu'elles sont environ du même ordre de grandeur, ce qui n'est pas le cas de la galaxie bleue. Réduire la densité du gaz affecte donc grandement la formation stellaire dans le disque.

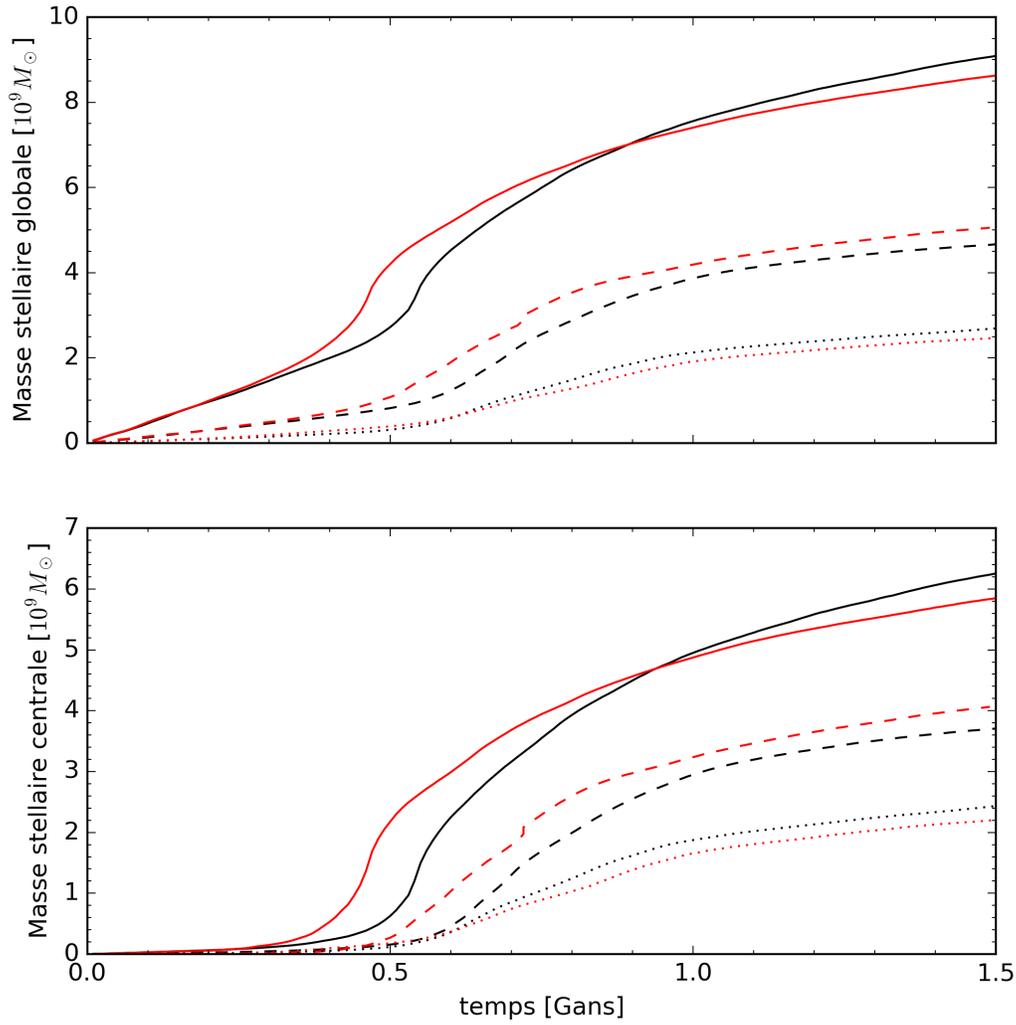


FIGURE 4.25 – Masse stellaire en fonction du temps pour les galaxies sans NAG (lignes noires) et avec rétroaction de NAG ($f_{\text{cin}} = 0.2$, lignes rouges). Lignes solides : Simulations A et D (galaxies bleues); lignes pointillées : Simulations G et H (galaxies rouges); lignes pointées : Simulations I et J (galaxies plus rouges).

Cartes de formation stellaire

Les figures 4.26 et 4.27 sont les cartes spatio-temporelles de la formation stellaire pour les simulations A, D et G-J, globalement et pour un rayon de 1kpc respectivement. Réduire la fraction de gaz affecte énormément la formation stellaire dans le disque de la galaxie, où celle-ci est pratiquement supprimée dans les galaxies rouges. La rétroaction du NAG peut pousser le gaz à des rayons plus élevés, puisque ce dernier est moins dense. En diminuant la fraction de

gaz, on peut observer des effets compétitifs : d'un côté, la luminosité du NAG est moins élevée, et en même temps, la résistance du gaz à la rétroaction est plus petite. Dans la simulation H, on voit que le second effet domine, et que la formation stellaire est poussée plus loin, mais dans la simulation J, la formation stellaire n'est pas poussée à des rayons plus élevés, indiquant que les deux effets se suppriment mutuellement.

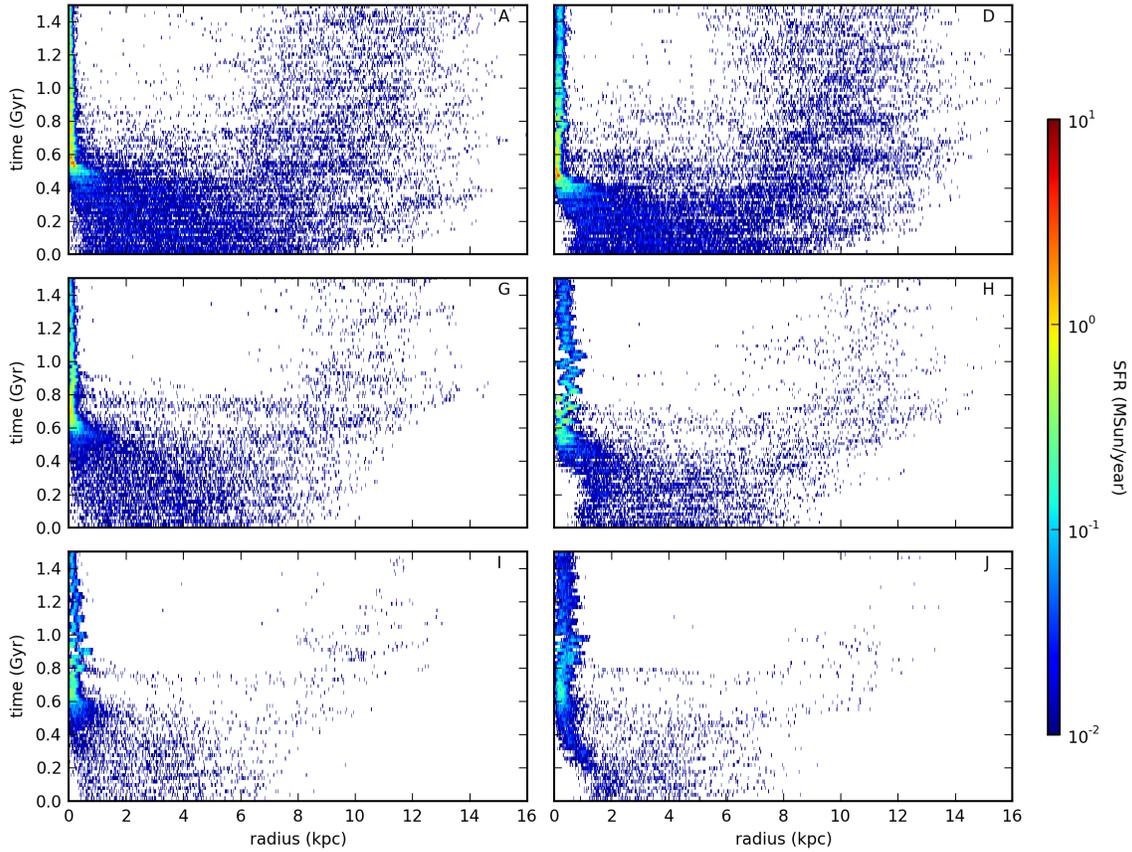


FIGURE 4.26 – Carte de formation stellaire pour les galaxies A, D, et G-J (comme indiqué), galaxies entières.

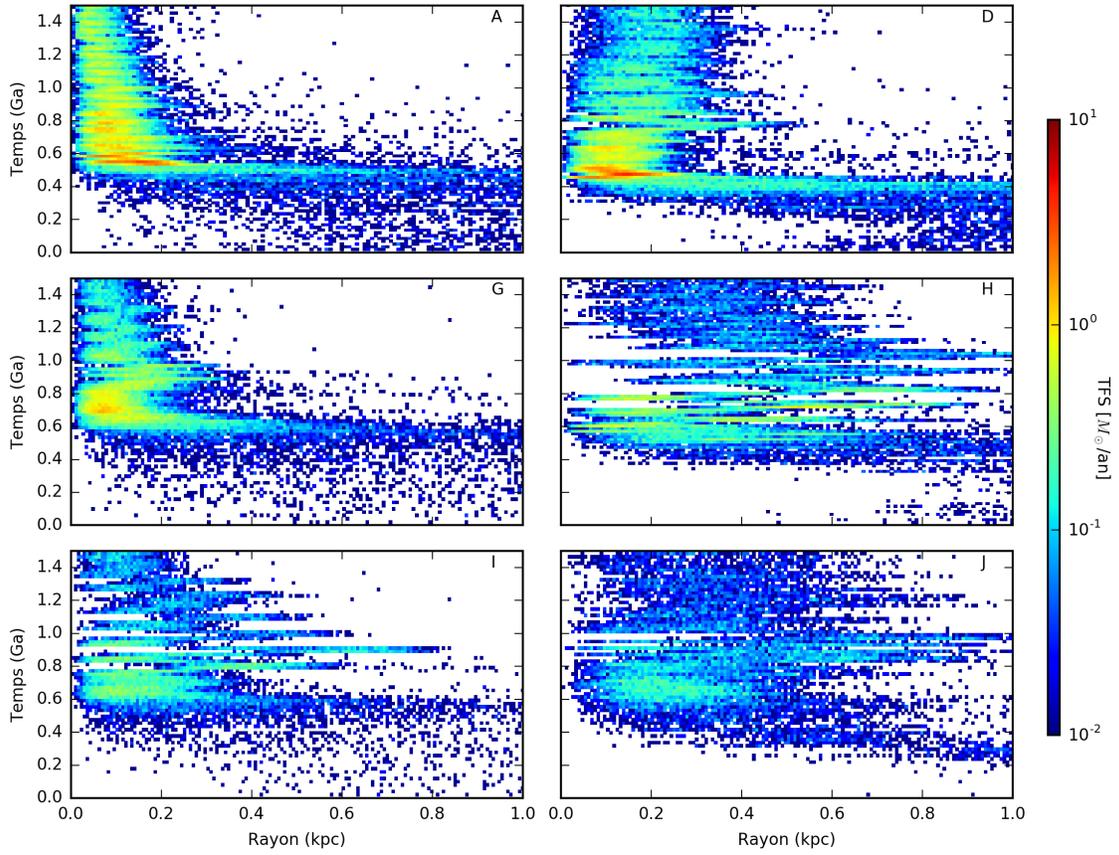


FIGURE 4.27 – Carte de formation stellaire pour les galaxies A, D, et G-J (comme indiqué), régions centrales (1 kpc).

Chapitre 5

Discussion

Un des objectifs de ma maîtrise était de déterminer si la rétroaction d'un NAG a un effet positif ou négatif sur la formation stellaire. Mes simulations montrent clairement que les deux sont présents. La rétroaction du NAG a un effet majeur sur le moment auquel la formation stellaire sera à son maximum, et aussi sur son intensité et la localisation des étoiles nouvellement formées. Avec la rétroaction, les étoiles se forment plus tôt et à une distance plus éloignée du centre. Par contre, toutes les galaxies auront éventuellement avoir approximativement la même masse stellaire, qu'il y ait ou non de la rétroaction due à un NAG, et aussi peu importe la force de cette rétroaction. L'effet majeur sur la masse stellaire ne vient pas de la rétroaction du NAG, mais plutôt de la présence ou non d'une barre, et de la fraction de gaz initiale, où dans ces cas, la masse stellaire à la fin de la simulation peut varier énormément.

Oh et al. (2012) ont conduit une étude détaillée sur les observations de l'effet de la barre sur la formation stellaire centrale et sur l'activité de NAG sur des galaxies de type "tardives", et les auteurs ont fourni des scénarios possibles pour expliquer les tendances qu'ils ont observé. Leur échantillon contenait 6658 galaxies, barrées et non-barrées, avec différentes couleurs, masses et forces de barre. De mon côté, j'ai un échantillon "légèrement" plus limité de 12 galaxies. Je peux tout de même faire des comparaisons intéressantes avec les observations.

Oh et al. (2012) ont trouvé que l'effet de la barre sur la formation stellaire centrale est plus importante dans les galaxies rouges, puisque la présence d'une barre augmentera la formation stellaire centrale dans ces galaxies, tandis que pour les galaxies bleues, le TFS central est élevé peu importe s'il y a une barre ou non. Dans mes simulations, la présence d'une barre cause un gros *starburst* suivi d'une décroissance du TFS suite à un épuisement du réservoir de gaz, comme le montre la figure 4.11. Au moment du pic de la TFS pour les galaxies barrées, la valeur de la TFS est d'environ 30 fois supérieure à celle des galaxies non-barrées, mais à des temps plus avancés tel que $t = 1.5 \text{ Gan}$, le TFS est similaire pour les galaxies barrées et non barrées. La figure 4.22 montre que les galaxies les plus rouges (lignes pointées) ont une fraction de gaz quatre fois inférieure à celle des galaxies bleues, comme nous l'avons déterminé dans

les conditions initiales, mais à $t = 1.5 \text{ Gan}$, la différence entre le TFS des galaxies bleues et les "plus rouges" est seulement d'un facteur deux. Cela suggère donc que l'effet de la barre est plus important dans les galaxies rouges ; il faudrait des simulations de galaxies rouges non barrées pour vérifier cela.

Tandis que l'effet de la barre sur le TFS central serait plus important dans les galaxies rouges, Oh et al. (2012) trouvent aussi que l'effet de la rétroaction du NAG est plus importante dans les galaxies bleues. Les auteurs proposent donc deux scénarios possibles pour l'effet moins important dans les galaxies rouges : un affaiblissement de la barre, qui réduit le flux de gaz vers le centre de la galaxie, ou bien simplement un épuisement du réservoir de gaz. Vérifier ces hypothèses était un autre objectif de ma maîtrise, et dans mes simulations, le maximum de luminosité des NAG est effectivement plus faible dans les galaxies rouges, comme le montre la figure 4.23, mais on peut cependant éliminer l'hypothèse de l'affaiblissement de la barre, puisqu'elle demeure environs similaire dans toutes les simulations. Un épuisement du réservoir de gaz n'est pas non plus une hypothèse à retenir, car il reste tout de même une bonne quantité de gaz dans les simulations à la fin de celles-ci. La diminution de l'activité du NAG dans les galaxies rouges est plutôt due au fait que la densité de gaz dans les galaxies rouges est initialement plus petite, et arrêter le flux de gaz vers le centre de la galaxie par la rétroaction du NAG est beaucoup plus facile quand le gaz est moins dense.

En ce qui concerne la force de la barre, Oh et al. (2012) suggèrent que cette dernière peut jouer un rôle important dans l'évolution des galaxies barrées hôtes de NAG, et pourrait expliquer les différences entre les galaxies bleues et rouges. Dans mes simulations, je n'ai aucun contrôle sur la force de la barre puisqu'elle se forme par instabilité et qu'elle n'est pas présente dans mes conditions initiales. De plus, l'évolution de la force de la barre est assez similaire dans mes simulations peu importe la présence de NAG ou la fraction de gaz utilisé. Carles et al. (2016) ont aussi démontré que la force de la barre est indépendante de la masse stellaire initiale de la galaxie. Cependant, puisque la force de la barre diminue avec le temps, il est possible de prendre deux images à des moments différents d'une de mes simulations, et de dire qu'il s'agit en fait de deux galaxies différentes à des stades différents de leur évolution. Utilisons mes galaxies B, C et D, et regardons plus attentivement la période $0.4 \text{ Gan} < t < 0.7 \text{ Gan}$, où la force de la barre atteint son maximum, jusqu'au moment où la luminosité du NAG atteint son maximum. Pendant cette période, la force de la barre ainsi que le TFS central diminuent, tandis que la luminosité du NAG augmente. Dans ce cas, une barre plus forte entre en corrélation avec un TFS plus élevé et un activité de NAG plus faible, ce qui serait en accord avec les résultats de Oh et al. (2012) .

En ce qui concerne l'effet positif ou négatif de la rétroaction du NAG, d'autres auteurs ont effectué des recherches, qui ont été présenté plus tôt dans le mémoire. Parlons un peu du scénario de Cresci et al. (2015) présenté à la figure 1.2, scénario dans lequel le NAG causerait une rétroaction négative dans la cavité formée par la rétroaction du NAG qui pousse le gaz

vers l'extérieur du centre de la galaxie, mais qui causerait une rétroaction positive sur les parois de cette cavité et formerait des étoiles. Dans le cas de mes simulations, j'utilise une rétroaction dynamique qui peut pousser le gaz dans toutes les directions, et je me retrouve ainsi avec une cavité sphérique, et non pas une cavité similaire à celle présentée par Cresci et al. (2015) qui serait plutôt le résultat de jets dirigés perpendiculairement à un disque d'accrétion. Cependant, regardons mes simulations de galaxies non barrées pour débiter. La figure 4.1. montre clairement la création d'une cavité au centre du disque gazeux, qui est aussi visible sur les figures 4.18 et 4.19. Ces dernières présentent une carte spatio-temporelle de la formation stellaire, et on voit bien que la formation stellaire a été repoussée à un rayon plus élevé. On voit aussi sur la figure 4.18 une bande bleue claire à droite de la cavité qui n'est pas présente en l'absence de NAG, qui est en accord avec le scénario proposé.

Le cas des galaxies spirales barrées est encore plus intéressant, puisque cet effet sera amplifié par la barre. Puisque cette dernière apportera du gaz vers le centre de la galaxie pendant que le NAG en pousse vers l'extérieur du centre, la collision entre le gaz causée par ces deux effets fera en sorte que la formation stellaire commencera plus rapidement et sera plus forte que sans la présence du NAG. Cette tendance a été bien observée autant dans les galaxies bleues que rouges. Cependant pour la galaxie la plus rouge, les deux effets semblent s'annuler dû à la faible densité du gaz.

Les observations de Balmaverde et al. (2016), Carniani et al. (2016) et Cresci et al. (2015) ainsi que les simulations numériques de Roos et al. (2015) sont faites sur des galaxies spirales non-barrées, et leurs conclusions est qu'il n'est pas clair si la rétroaction du NAG favorise ou défavorise la formation stellaire. De mon côté, j'ai des simulations de galaxies barrées et non-barrées, et bien qu'un échantillon plus grand serait souhaitable pour avoir de meilleures statistiques, il y a quand même moyen de répondre à cette question. Dans le cas des galaxies spirales non-barrées, l'effet du NAG a effectivement un effet dévastateur sur la formation stellaire centrale, mais globalement, la rétroaction du NAG ne semble ni positive, ni négative, comme le montrent les figures 4.14 et 4.15, et ce peu importe le stade évolutif de la galaxie. Le cas des galaxies spirales barrées est un peu plus compliqué, car en observant les mêmes figures, on sait que si la galaxie est à un stade évolutif peu avancé, la rétroaction du NAG a un effet clairement positif sur la formation stellaire centrale. Cependant, si on laisse la galaxie évoluer suffisamment longtemps, la masse stellaire de la galaxie sans NAG finira par rattraper celle avec rétroaction de NAG, et le TFS sera comparable après une grande période de temps. À partir de $t = 0.8$ Gan, les courbes du TFS sont très similaires pour toutes les galaxies et ce jusqu'à la fin des simulations.

Conclusion

L'objectif principal de ce mémoire est de comprendre l'effet de la rétroaction d'un NAG sur la formation stellaire, et cela tout au long de l'évolution de galaxies spirales, barrées et non-barrées. Dans le cadre de ce projet, j'ai effectué un total de 12 simulations grâce au code GCD+, dont 10 galaxies barrées. Les caractéristiques de ces galaxies ont été choisies de manière à être similaires à celles de la Voie Lactée. Je me suis particulièrement concentré sur la région centrale de ces galaxies, à un rayon de 1kpc, puisqu'il s'agit de la zone d'effets la plus probable du NAG. Voici les conclusions principales que j'ai pu tirer de ce travail :

1. La rétroaction de NAG a initialement un fort effet positif sur la formation stellaire. Le TFS augmente plus rapidement et atteint son maximum plus tôt. Cependant, une fois que la majorité du gaz a été convertie en étoiles, l'effet de la rétroaction n'est plus important, et éventuellement, le TFS des simulations sans NAG rattrape celui des simulations avec rétroaction du NAG, et après un temps de $1.5 G_{\text{an}}$, la masse stellaire totale est environ 2 – 5% plus importante que dans les galaxies avec rétroaction.
2. L'effet de la rétroaction du NAG est plus important s'il peut agir avant que la formation stellaire devienne importante. Si on active le NAG alors que la formation stellaire dans les régions centrales est déjà bien établie, l'effet de la rétroaction sur le TFS est très faible.
3. La rétroaction affecte grandement la dynamique des régions centrales, puisque celle-ci repousse le gaz à des distances plus éloignées. Le gaz entre en collision supersonique avec le flot de gaz vers la région centrale provenant de la présence de la barre. La conséquence de cette collision est que la formation stellaire va débiter plus tôt, sera plus violente, et se produira à un rayon plus grand.
4. La présence d'une barre joue un rôle très important dans l'évolution des galaxies, en apportant du gaz à la région centrale, où ce dernier peut former des étoiles et nourrir le NAG. À la fin des simulations, la masse du trou noir de la galaxie non-barrée était plus petite d'un facteur 30 comparée à celle des galaxies barrées, la masse stellaire globale était plus petite d'environ 50%, et la masse stellaire centrale était quant à elle plus petite d'un facteur d'environ 3 en comparaison avec les galaxies barrées. Ce résultat pourrait expliquer l'intervalle de masse du trou noir pouvant atteindre jusqu'à 2 ordres de

magnitude de différence pour une même masse de galaxie, comme il est possible de voir dans la relation entre la masse du trou noir et la masse globale de la galaxie, comme celle de Reines & Volonteri (2015). De plus, l'effet du NAG devient totalement négligeable en l'absence d'une barre, excepté dans la région centrale où la formation stellaire est supprimée, mais celle-ci est simplement repoussée à un rayon plus élevé. Sinon, le TFS global ainsi que la masse stellaire globale demeurent similaires tout le long de l'évolution de la galaxie non-barrée, qu'il y ait présence d'un NAG ou non. Comparées aux galaxies spirales barrées, la luminosité du NAG est beaucoup plus petite, et les régions centrales contiennent beaucoup moins de gaz qui pourrait être affecté par la rétroaction du NAG dans les galaxies non-barrées.

5. Lorsque la fraction initiale de gaz est diminuée, la formation de la barre se fait plus tard. En conséquence, la formation stellaire est plus tardive et la valeur maximale du TFS sera plus petite. Les masses stellaires globale et centrale finales sont plus petites d'un facteur proportionnel à la fraction, et sont peu affectées par la rétroaction du NAG

Ces effets évolutifs sont très importants, car ils permettent de comprendre un peu plus le rôle de la rétroaction de NAG dans l'évolution d'une galaxie spirale barrée. Bien que l'échantillon de galaxies soit petit, les simulations que j'ai effectuées ont quand même pu répondre aux hypothèses de Oh et al. (2012), qui cherchaient à expliquer pourquoi l'effet du NAG est plus important chez les galaxies bleues. Puisqu'il n'y a pas d'affaiblissement au niveau de la barre dans les galaxies rouges, et que leur réservoir de gaz n'est pas épuisé à la fin des simulations, mes résultats rejettent leurs hypothèses. Cet effet est plutôt dû au fait que la densité de gaz est plus petite dans les galaxies rouges, et qu'il est ainsi plus facile d'arrêter le flot de gaz qui va vers le centre de la galaxie par la rétroaction du NAG. Cependant, en utilisant des images à des temps différents de mes galaxies bleues sur la période de temps située entre le maximum de force de la barre et le maximum d'intensité lumineuse du NAG, j'arrive à reproduire leurs résultats où une barre plus forte cause un TFS plus élevé et une activité de NAG plus faible.

Il est plus compliqué de comparer mes résultats avec ceux de Balmaverde et al. (2016), Carniani et al. (2016) et Cresci et al. (2015) ainsi que les simulations numériques de Roos et al. (2015) puisque ces auteurs se consacrent uniquement aux galaxies non-barrées, tandis que mon projet se concentre sur les galaxies barrées, mais les résultats de mes simulations concordent avec le modèle de Cresci et al. (2015) sur l'effet positif de la rétroaction du NAG, puisque ce dernier augmente la densité de gaz aux extrémités d'une cavité formée par la rétroaction dynamique, favorisant ainsi la formation stellaire. Cet effet est aussi présent, et amplifié par la présence de la barre dans le cas d'une galaxie spirale barrée.

Un point sur lequel nous sommes tous d'accord, c'est que le sujet est toujours mal compris et qu'il reste beaucoup de travaux à accomplir, et que nos modèles théoriques pourraient être améliorés. Dès le départ, l'utilisation du taux d'accrétion de Bondi peut fausser les résultats des

simulations, puisque comme expliqué auparavant, il est peu probable qu'un modèle à symétrie sphérique représente bien l'accrétion faite par un trou noir.

5.1 Travaux futurs

Comme mentionné plus tôt, une grosse limitation de ces travaux est le petit échantillon. Il serait bien de pouvoir avoir un échantillon de plusieurs milliers de galaxies, mais comme mes travaux le démontrent, il est quand même possible d'obtenir des résultats intéressants et d'en tirer des conclusions intéressantes, même avec un échantillon restreint. Pour des travaux futurs, il y a quand même plusieurs simulations à faire.

Dans un premier temps, il faudrait des simulations de galaxies rouges sans barre pour compléter l'échantillon actuel, et permettrait d'obtenir des conclusions plus complètes. Cela permettrait de vérifier si l'effet de la barre est plus important chez les galaxies rouges. Aussi, les simulations E et F ont été faites dans le but de voir l'effet du NAG sur une barre qui a déjà commencé à se former, et le temps choisi de 500 millions d'années avant d'activer la rétroaction du NAG est un moment où la barre est déjà formée et où la formation stellaire est déjà bien commencée, alors refaire les mêmes simulations en activant la rétroaction plus tôt pourrait permettre d'observer ces effets.

Un autre point évident est le fait que nous n'utilisons qu'une seule masse de galaxie ; il serait donc intéressant de faire ces simulations pour différents types de galaxies, en reprenant par exemple les galaxies de Carles et al. (2016) en y ajoutant un NAG.

Notre modèle se limite aussi à des galaxies isolées. En réalité, les galaxies accrètent de la matière du milieu intergalactique, et peuvent aussi fusionner avec d'autres galaxies. Ces effets dynamiques peuvent venir modifier grandement la dynamique de la barre, ainsi que l'évolution des galaxies barrées après l'épisode de *starburst*, et donc il serait intéressant de refaire des simulations dans ce sens, en apportant quelques modifications au code GCD+ pour permettre de le faire.

De plus, le sujet est assez populaire en ce moment et plusieurs articles sont publiés, il est donc probable d'avoir plus d'articles observationnels dans un futur proche qui permettraient d'améliorer ou de valider les modèles actuels.

Bibliographie

- Athanassoula E., 1992a, *MNRAS*, 259, 328
- Athanassoula E., 1992b, *MNRAS*, 259, 345
- Athanassoula E., Misiriotis A., 2002, *MNRAS*, 330, 35
- Baba J., Saitoh T. R., Wada K., 2010, *PASJ*, 62, 1413
- Balmaverde B., et al., 2016, *A&A*, 585, A148
- Barai P., Viel M., Murante G., Gaspari M., Borgani S., 2014, *MNRAS*, 437, 1456
- Barnes J., Hut P., 1986, *Nature*, 324, 446
- Begelman M. C., Volonteri M., Rees M. J., 2006, *MNRAS*, 370, 289
- Bell E. F., McIntosh D. H., Katz N., Weinberg M. D., 2003, *ApJ*, 585, L117
- Bellovary J., Volonteri M., Governato F., Shen S., Quinn T., Wadsley J., 2011, *ApJ*, 742, 13
- Benson A. J., 2010, *Phys. Rep.*, 495, 33
- Binney J., Tremaine S., 2008, *Galactic Dynamics : Second Edition*. Princeton University Press
- Block D. L., Bournaud F., Combes F., Puerari I., Buta R., 2002, *A&A*, 394, L35
- Bodenheimer P., Laughlin G. P., Różyczka M., Yorke H. W., eds, 2007, *Numerical Methods in Astrophysics : An Introduction*
- Bondi H., 1952, *MNRAS*, 112, 195
- Bondi H., Hoyle F., 1944, *MNRAS*, 104, 273
- Booth C. M., Schaye J., 2009, *MNRAS*, 398, 53
- Boylan-Kolchin M., Springel V., White S. D. M., Jenkins A., Lemson G., 2009, *MNRAS*, 398, 1150
- Brook C. B., Kawata D., Gibson B. K., Freeman K. C., 2004, *ApJ*, 612, 894

- Carles C., Martel H., Ellison S. L., Kawata D., 2016, *MNRAS*, 463, 1074
- Carniani S., et al., 2016, *A&A*, 591, A28
- Coc A., 2013, *Acta Physica Polonica B*, 44, 521
- Collin S., Combes F., Shlosman I., eds, 2003, Active galactic nuclei : from the central engine to host galaxy : proceeding of a conference held in Paris-Meudon Observatory, Meudon, France, 23-27 July 2002 *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 290*
- Combes F., Elmegreen B. G., 1993, *A&A*, 271, 391
- Combes F., Gerin M., 1985, *A&A*, 150, 327
- Cox T. J., Jonsson P., Primack J. R., Somerville R. S., 2006, *MNRAS*, 373, 1013
- Cox T. J., Jonsson P., Somerville R. S., Primack J. R., Dekel A., 2008, *MNRAS*, 384, 386
- Crenshaw D. M., Kraemer S. B., George I. M., 2003, *ARA&A*, 41, 117
- Cresci G., et al., 2015, *ApJ*, 799, 82
- D’Onghia E., Vogelsberger M., Hernquist L., 2013, *ApJ*, 766, 34
- Di Cintio A., Brook C. B., Dutton A. A., Macciò A. V., Stinson G. S., Knebe A., 2014, *MNRAS*, 441, 2986
- Di Matteo T., Springel V., Hernquist L., 2005, *Nature*, 433, 604
- Efstathiou G., Lake G., Negroponte J., 1982, *MNRAS*, 199, 1069
- Elmegreen B. G., Elmegreen D. M., Hirst A. C., 2004, *ApJ*, 612, 191
- Eskridge P. B., et al., 2000, *AJ*, 119, 536
- Fabian A. C., 2012, *ARA&A*, 50, 455
- Ferrarese L., Merritt D., 2000, *ApJ*, 539, L9
- Fux R., 1999, *A&A*, 345, 787
- Gabbasov R. F., Rodríguez-Meza M. A., Klapp J., Cervantes-Cota J. L., 2006, *A&A*, 449, 1043
- Germain J., Barai P., Martel H., 2009, *ApJ*, 704, 1002
- Gibson B. K., Courty S., Sánchez-Blázquez P., Teyssier R., House E. L., Brook C. B., Kawata D., 2009, in Andersen J., Nordström B., Bland-Hawthorn J., eds, *IAU Symposium Vol. 254, The Galaxy Disk in Cosmological Context*. pp 445–452 ([arXiv:0808.0576](https://arxiv.org/abs/0808.0576)), doi:10.1017/S1743921308027956

Gingold R. A., Monaghan J. J., 1977, *MNRAS*, 181, 375

Giordano L., Tran K.-V. H., Moore B., Saintonge A., 2011, preprint, ([arXiv:1111.1532](https://arxiv.org/abs/1111.1532))

Grand R. J. J., Kawata D., Cropper M., 2015, *MNRAS*, 447, 4018

Gültekin K., et al., 2009, *ApJ*, 698, 198

Heger A., Woosley S. E., 2002, *ApJ*, 567, 532

Heller C. H., Shlosman I., 1994, *ApJ*, 424, 84

Hernquist L., Katz N., 1989, *ApJS*, 70, 419

Hoyle F., 1945, *MNRAS*, 105, 287

Hoyle F., Lyttleton R. A., 1939, Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 34, 405

Jogee S., 2006, in Alloin D., ed., Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag Vol. 693, Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales. p. 143 ([arXiv:astro-ph/0408383](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0408383)), doi:10.1007/3-540-34621-X_6

Jogee S., et al., 2004, *ApJ*, 615, L105

Katz N., 1992, *ApJ*, 391, 502

Katz N., Weinberg D. H., Hernquist L., 1996, *ApJS*, 105, 19

Kawata D., Gibson B. K., 2003, *MNRAS*, 340, 908

Kawata D., Okamoto T., Gibson B. K., Barnes D. J., Cen R., 2013, *MNRAS*, 428, 1968

Kawata D., Gibson B. K., Barnes D. J., Grand R. J. J., Rahimi A., 2014, *MNRAS*, 438, 1208

Kim J., Park C., L'Huillier B., Hong S. E., 2015, Journal of Korean Astronomical Society, 48, 213

Lee G.-H., Park C., Lee M. G., Choi Y.-Y., 2012, *ApJ*, 745, 125

Licquia T. C., Newman J. A., 2015, *ApJ*, 806, 96

Lodato G., Natarajan P., 2006, *MNRAS*, 371, 1813

Łokas E. L., Athanassoula E., Debattista V. P., Valluri M., Pino A. d., Semczuk M., Gajda G., Kowalczyk K., 2014, *MNRAS*, 445, 1339

Lucy L. B., 1977, *AJ*, 82, 1013

Maciejewski W., Teuben P. J., Sparke L. S., Stone J. M., 2002, *MNRAS*, 329, 502

Mao S., Mo H. J., White S. D. M., 1998, *MNRAS*, 297, L71

Martel H., Kawata D., Ellison S. L., 2013, *MNRAS*, 431, 2560

Martínez H. J., Muriel H., 2011, *MNRAS*, 418, L148

Masters K. L., et al., 2011, *MNRAS*, 411, 2026

Mo H. J., Mao S., White S. D. M., 1998, *MNRAS*, 295, 319

Monaghan J. J., 2005, *Reports on Progress in Physics*, 68, 1703

Moster B. P., Somerville R. S., Maubetsch C., van den Bosch F. C., Macciò A. V., Naab T., Oser L., 2010, *ApJ*, 710, 903

Nair P. B., Abraham R. G., 2010, *ApJ*, 714, L260

Navarro J. F., Steinmetz M., 1997, *ApJ*, 478, 13

Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1996, *ApJ*, 462, 563

Noguchi M., 1996, *ApJ*, 469, 605

Oh S., Oh K., Yi S. K., 2012, *ApJS*, 198, 4

Pieri M. M., Martel H., Grenon C., 2007, *ApJ*, 658, 36

Piffl T., et al., 2014, *A&A*, 562, A91

Planck Collaboration et al., 2014, *A&A*, 571, A1

Plummer H. C., 1911, *MNRAS*, 71, 460

Power C., Nayakshin S., King A., 2011, *MNRAS*, 412, 269

Proga D., 2007, in Ho L. C., Wang J.-W., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 373, The Central Engine of Active Galactic Nuclei*. p. 267 ([arXiv:astro-ph/0701100](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0701100))

Raha N., Sellwood J. A., James R. A., Kahn F. D., 1991, *Nature*, 352, 411

Regan M. W., Teuben P. J., 2004, *ApJ*, 600, 595

Reines A. E., Volonteri M., 2015, *ApJ*, 813, 82

Roos O., Juneau S., Bournaud F., Gabor J. M., 2015, *ApJ*, 800, 19

Salpeter E. E., 1955, *ApJ*, 121, 161

Sellwood J. A., 1981, *A&A*, 99, 362

Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, 24, 337

Sharma S., Steinmetz M., 2005, *ApJ*, 628, 21

Shen S., Mo H. J., White S. D. M., Blanton M. R., Kauffmann G., Voges W., Brinkmann J., Csabai I., 2003, *MNRAS*, 343, 978

Shlosman I., Noguchi M., 1993, *ApJ*, 414, 474

Shlosman I., Frank J., Begelman M. C., 1989, *Nature*, 338, 45

Springel V., Di Matteo T., Hernquist L., 2005a, *MNRAS*, 361, 776

Springel V., et al., 2005b, *Nature*, 435, 629

Steigman G., 2004, *Measuring and Modeling the Universe*, p. 169

Sutherland R. S., Dopita M. A., 1993, *ApJS*, 88, 253

Thacker R. J., Scannapieco E., Couchman H. M. P., 2006, *ApJ*, 653, 86

Toomre A., 1964, *ApJ*, 139, 1217

Veilleux S., Cecil G., Bland-Hawthorn J., 2005, *ARA&A*, 43, 769

Wurster J., Thacker R. J., 2013a, *MNRAS*, 431, 539

Wurster J., Thacker R. J., 2013b, *MNRAS*, 431, 2513

Zuckerman B., Malkan M., 1996, *The Origin and Evolution of the Universe*. Jones and Bartlett Publishers