

Dynamique des trous noirs en milieu gazeux

Sandrine Lescaudron

▶ To cite this version:

Sandrine Lescaudron. Dynamique des trous noirs en milieu gazeux. Astrophysique [astro-ph]. Sorbonne Université, 2022. Français. NNT: 2022SORUS231. tel-03850738

HAL Id: tel-03850738 https://theses.hal.science/tel-03850738

Submitted on 14 Nov 2022

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

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





Sorbonne Université

École doctorale n°127 : Astronomie et Astrophysique d'Ile de France

Institut d'Astrophysique de Paris / Astrophysique des hautes énergies et Univers précoce

Dynamique des trous noirs en milieu gazeux

Par Sandrine Lescaudron

Thèse de doctorat d'Astrophysique

Dirigée par Marta Volonteri et Yohan Dubois

Présentée et soutenue publiquement le 28 juin 2022

Devant un jury composé de :

Angonin, Marie-Christine, Professeure des universités, Présidente Famaey, Benoît, Directeur de recherche, Rapporteur Emsellem, Eric, Astronome 1^{ière} classe, Rapporteur Lamberts, Astrid, Chargée de recherche, Examinatrice Bournaud, Frédéric, Directeur de recherche, Examinateur Volonteri, Marta, Directrice de recherche, Directrice de thèse Dubois, Yohan, Chargé de recherche, Invité Beckmann, Ricarda, Junior research fellow, Invitée

L'Univers naquit dans l'explosion!

Déflagration tonitruante, détonation incalculable, bien avant que notre minuscule planète - telle une graine semée dans l'espace - joue sa brève et fragile partition.

Plus loin, bien plus loin, contrecarrant le fracas de sa naissance, notre petite Terre s'éteindra dans un murmure, un souffle, un soupir...

Les astrophysiciens l'ont dit, répété, affirmé, confirmé : notre histoire est temporaire, passagère, précaire. J'ajouterais même : risible, dès que, prenant nos fluettes vies trop au sérieux, la fatuité nous mine.

Ces lambeaux d'espace que l'existence nous octroie, ces laps de temps arrachés à la durée - que nous malmenons ou exaltons selon les moments ou le lieu - nous échappent sans cesse. Un invisible tapis roulant glisse, sans interruption, sous nos pas.

Dans quelques milliards d'années, une à une, les étoiles s'éteindront; mouchées, soufflées comme après une célébration.

Le soleil s'affadira. Puis disparaîtront à leur tour : tout flamboiement du désir, tout scintillement de l'esprit, tout éblouissement du cœur. Quelques débris persisteront encore; mais ces faibles traces seront rapidement aspirées par la gloutonnerie des trous noirs.

Pourtant, l'Univers persistera.

Il s'étendra, s'élargira, s'étirera à l'infini; sans nous...
Adieu nos approximatives navigations, nos hésitantes manœuvres. A moins qu'ailleurs, dans le grouillement d'autres constellations et planètes, le fertile hasard face germer d'autres figures de vie.

Alors, entre merveilles et terreur, le mystérieux scénario se perpétuera. Étrange aventure, s'accroissant sans limite. Étonnant, extensible récit, progressant à la dérive sans but apparent.

Mais nous voici : encore en place! Incrustés dans notre petite Terre, emmitouflés dans nos sommaires destins.

Nous voilà : nous prenant pour le noyau du monde, tandis qu'impavide l'Univers poursuit sa galopade sans égard pour notre imperceptible histoire, sans ce soucier du sort de nos âmes ni du périple de nos corps.

Andrée Chédid, Petite Terre

A Julie, ma frangine

Résumé

Les trous noirs sont omniprésents dans l'Univers et on observe des trous noirs supermassifs au cœur de la plupart des galaxies. Les corrélations observées entre ces trous noirs supermassifs et leur galaxies hôtes laissent penser à une histoire commune. Les trous noirs sont aujourd'hui envisagés comme des pièces maîtresses de l'évolution des galaxies, participant à la régulation du gaz et des étoiles. Un trou noir accrète de la matière et libère une part d'énergie gravitationnelle qui agit en retour sur son environnement, fournissant une rétroaction. Le moment angulaire ou spin des trous noirs a une influence directe sur la fraction d'énergie libérée et rayonnée pendant les périodes d'accrétion.

La croissance des trous noirs repose sur une évolution séculaire entrecoupée d'épisodes de fusion de galaxies. Leur spin évolue lors des phases d'accrétion de gaz et lors des coalescences de trous noirs. Par ailleurs les fusions de galaxies peuvent jouer un rôle important en favorisant des pics d'accrétion de gaz et l'éventuelle coalescence des trous noirs. Dans ce contexte, j'ai réalisé des simulations idéalisées de fusion de galaxies incluant l'évolution de la masse et du spin des trous noirs supermassifs afin de déterminer d'éventuelles tendances d'évolution en fonction de la configuration orbitale de la rencontre.

La coalescence des trous noirs dépend leur capacité à perdre du moment angulaire pour rejoindre le centre de la galaxie résultante d'une fusion. A l'échelle des kpc qui séparent initialement les trous noirs, le principal moteur de leur décroissance orbitale est la friction dynamique. Le rôle de la friction dynamique exercée en particulier par le gaz est encore mal connu. Les simulations de fusion de galaxies ne résolvent pas l'échelle de ce phénomène et sa prise en compte repose sur des modèles développés pour un milieu gazeux homogène. J'ai étudié la friction dynamique dans un milieu gazeux turbulent à l'aide de simulations hydrodynamiques haute résolution avec un forçage turbulent.

Remerciements

Merci Marta pour tous tes précieux conseils qui m'ont fait prendre conscience de la beauté et de l'engagement d'un travail de recherche. Cela n'a pas été facile tous les jours mais c'est un moment fondateur qui guidera mes travaux futurs.

Merci Yohan pour ta disponibilité et la porte de ton bureau toujours ouverte pour une discussion. J'ai beaucoup appris pendant ces années.

Merci Ricarda pour tes conseils et ton soutien.

Merci François et Quentin pour ce bureau partagé pendant trois ans, nos déjeuners et notre frigo. Vous êtes les bienvenus pour une petite nav en Bretagne.

Merci Benjy et Romain pour mon canapé parisien et nos bonnes soirées. Merci aux copains, Toto, Roland, Pauline, Ramzi, Samy, Marwane, Minidoc pour votre curiosité. Et non je ne sais toujours pas ce qu'il y a au-delà de l'Univers...

Merci Ludo pour la belle dynamique qu'on a partagé pour sortir du marasme covidesque.

Merci Clément pour le soutien magnésium pendant cette rédaction.

Table des matières

1	Introduction		
	1.1	Coévolution des trous noirs et de leurs galaxies hôtes	7
	1.2	Évolution des trous noirs via l'accrétion et les fusions	
	1.3	Dynamique et décroissance orbitale	17
	1.4	Friction dynamique	18
2	Sim	ulations numériques	22
	2.1	Simulations hydrodynamiques	23
	2.2	Le code Ramses	25
	2.3	Modèles pour l'évolution des galaxies	
	2.4	Modèles pour le milieu turbulent	35
3	Fus	ion de galaxies et de leurs trous noirs	37
	3.1	Description des simulations	38
	3.2	Présentation des résultats	41
	3.3	Fiabilité des résultats	51
	3.4	Stochasticité des phénomènes étudiés	55
	3.5	Problème des trous noirs éjectés de la galaxie	60
4	Fric	ction dynamique en milieu gazeux turbulent	61
5	Cor	nclusion	76

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Coévolution des trous noirs et de leurs galaxies hôtes	7
1.2	Évolution des trous noirs via l'accrétion et les fusions	13
1.3	Dynamique et décroissance orbitale	17
1.4	Friction dynamique	18

Cette thèse porte sur les trous noirs massifs et supermassifs et leur évolution dynamique dans le cadre de leur interaction avec le gaz environnant. Après une rapide présentation des trous noirs je vais me concentrer sur les trous noirs supermassifs que l'on rencontre au cœur de la plupart des galaxies, leur évolution conjointe avec leur galaxie hôte à travers les phénomènes d'accrétion, de rétroaction et de fusion. Puis je vais me focaliser sur les conditions de leur décroissance orbitale, prérequis à leur fusion, en particulier le phénomène de friction dynamique dans le milieu gazeux turbulent caractéristique d'une galaxie en phase de fusion.

L'idée de trou noir est née au XVIII^{ième} siècle dans le cadre de la théorie de la gravitation Newtonienne (Michell 1784; Laplace 1795) : un corps si compact que la vitesse de libération à sa surface est supérieure à la vitesse de la lumière $(GM/R \ge c^2/2$, avec G la constante gravitationnelle, M la masse du corps et c la vitesse de la lumière dans le vide). Ce corps serait alors invisible et a été qualifié d'étoile sombre.

En 1916 Karl Schwarzschild redécouvre cette idée dans le cadre de la théorie de la relativité générale (Schwarzschild 1916) : il établit une solution exacte aux équations de la relativité générale décrivant le champ gravitationnel autour d'un corps à symétrie sphérique. Il met ainsi en évidence l'horizon des événements entourant une singularité de densité infinie. Cet horizon des événements, défini par le rayon de Schwarzschild $R_{\rm sch} = 2GM/c^2$ délimite une zone dont rien, ni matière, ni rayonnement, ne peut ressortir.

L'article de Oppenheimer et Snyder (1939) propose une explication physique à cette solution mathématique qui laissait les scientifiques très sceptiques. Ils étudient l'effondrement d'une étoile ayant épuisé son combustible nucléaire et concluent qu'au-delà d'une certaine masse aucun équilibre n'est possible et l'effondrement se poursuit jusqu'à un point de densité infinie. Ils posent ainsi les bases de la formation des trous noirs stellaires.

Les trous noirs ne rentrent cependant réellement dans le champ d'étude de l'astronomie qu'en 1963 lorsque Maarten Schmidt découvre le premier quasar (Schmidt 1963). Il détermine que le spectre inattendu de l'objet observé 3C273 est dû à un fort décalage spectral, preuve d'un objet extragalactique extrêmement lumineux. Il est aujourd'hui établit que les trous noirs supermassifs en phase active d'accrétion sont la source des phénomènes les plus énergétiques connus.

Cette même année Roy Kerr établit une solution aux équations de la relativité générale pour une masse ponctuelle en rotation (Kerr 1963). Les trous noirs (astrophysiques) prennent une nouvelle dimension et sont aujourd'hui définis entièrement par leur masse M et leur moment angulaire J ou leur spin (moment angulaire adimensionnel) $a = Jc/GM^2$. Le spin influence notamment la dernière orbite circulaire stable (ISCO pour Innermost stable circular orbit) d'une particule autour d'un trou noir : elle prend les valeurs $6GM/c^2$ pour un trou noir sans rotation (a = 0), $9GM/c^2$ pour une rotation maximale rétrograde (a = -1) et GM/c^2 pour une rotation maximale prograde (a = 1).

Le développement des observations a permis de montrer la présence de trous noirs supermassifs au cœur de nombreuses galaxies et de mesurer leur masse grâce à la dynamique des étoiles ou des nuages de gaz orbitant autour. L'étude des populations de trous noirs a mis à jour certaines corrélations entre le trou noir et sa galaxie hôte, laissant supposer une évolution conjointe et un rôle actif des trous noirs dans le façonnage de leur environnement.

Le modèle cosmologique actuel prédit une évolution hiérarchique des galaxies par fusions successives. Ces fusions sont potentiellement suivies par la coalescence de leurs trous noirs centraux, phénomène source d'ondes gravitationnelles. L'interféromètre spatial LISA (Amaro-Seoane et al. 2017), par détection des ondes gravitationnelles basse fréquence, permettra de mesurer la masse et le spin de ces trous noirs en train de fusionner avec une grande précision.

1.1 Coévolution des trous noirs et de leurs galaxies hôtes

L'évolution des galaxies est un sujet complexe sur lequel on est loin d'avoir atteint un statut quo. Dans le cadre de cette thèse on s'intéresse particulièrement au rôle qu'ont pu jouer et que jouent encore les trous noirs dans cette évolution.

Il est aujourd'hui couramment admis que la plupart des galaxies hébergent en leur centre un trou noir supermassif. La découverte du premier quasar par Schmidt (1963) a été rapidement suivie par de nombreuses autres découvertes. L'énergie en jeu dans les quasars et les noyaux actifs de galaxies (NAG) implique une source extrêmement puissante et l'idée que cette énergie est issue de l'accrétion de trous noirs supermassifs s'est progressivement imposée (Salpeter 1964; Lynden-Bell 1969; Lynden-Bell 1978; Rees 1984; Begelman, Blandford et Rees 1984; Blandford 1990). La population de quasars présente un pic à haut redshift (décalage spectral vers le rouge) à $z\sim 2$ et la question s'est posée du devenir de ces trous noirs supermassifs après leur phase active d'accrétion. L'influence des trous noirs supermassifs sur la dynamique des étoiles proches (éventuellement des nuages de gaz mais les observations sont plus délicates) a commencé à être observée au milieu des années 80 (Kormendy et Richstone 1995, pour une revue). Le télescope spa-

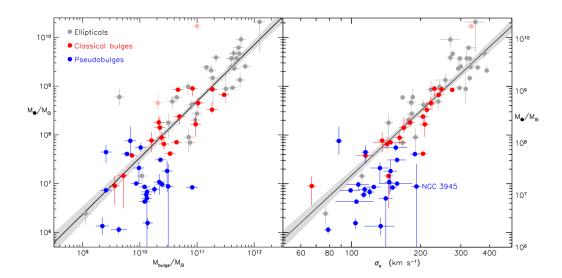


FIGURE 1.1 – Corrélations entre la masse du trou noir et la masse du bulbe (à gauche) ou la dispersion de vitesse des étoiles (à droite). Extrait de Kormendy et Ho (2013).

tial Hubble (HST) lancé en 1990 a permis d'augmenter considérablement le nombre de détections grâce à une bien meilleure résolution et de confirmer l'existence de trous noirs supermassifs ($M_{\rm BH}\approx 10^6-10^{10}~\rm M_{\odot}$) au cœur de la plupart des galaxies observées (Magorrian et al. 1998; Kormendy et Ho 2013, pour une revue).

Le HST a ouvert la voie à l'étude statistique des populations de trous noirs en fonction des caractéristiques de la galaxie qui les héberge. Plusieurs corrélations ont pu être établies entre la masse du trou noir et les propriétés du bulbe stellaire en s'appuyant sur les observations de galaxies proches :

- avec la luminosité dans le visible (Kormendy et Richstone 1995; Magorrian et al. 1998) mais les résultats présentent une dispersion assez importante,
- avec la dispersion de vitesse des étoiles (Ferrarese et Merritt 2000; Gebhardt et al. 2000; Tremaine et al. 2002) qui donne de bons résultats avec une faible dispersion,
- avec la luminosité dans l'infrarouge (Marconi et Hunt 2003) qui améliore nettement les résultats basés sur la luminosité dans le visible,
- avec la masse dynamique du bulbe (Häring et Rix 2004).

De nouvelles détections de trous noirs sont venues progressivement enrichir ces premières bases de données et confirmer ces corrélations dans les galaxies locales (voir figure 1.1).

A coté de ces corrélations qui dressent une image de l'Univers actuel, on

observe une croissance simultanée des trous noirs et de la masse stellaire. Le taux de formation stellaire et le taux d'accrétion des trous noirs suivent une évolution similaire au cours du temps : ils augmentent jusqu'à un pic d'activité aux environs de redshift $z \sim 2$ puis diminuent jusqu'à l'époque actuelle (Kormendy et Ho 2013; Aird et al. 2015; Yang et al. 2018). On peut voir cette évolution sur la figure 1.2. Une approche statistique des observations basée sur une moyenne volumique suggère un ratio constant entre les taux de formation stellaire et d'accrétion des trous noirs jusqu'à $z \sim 3$ (Heckman et al. 2004; Merloni, Rudnick et Di Matteo 2004; Silverman et al. 2008; Silverman et al. 2008; Silverman et al. 2008 verman et al. 2009). Cette corrélation est renforcée lorsqu'on considère une moyenne temporelle de ces taux afin de réduire la dispersion des mesures liées à la variabilité temporelle différente de la formation d'étoiles et de l'accrétion des trous noirs (Mullaney et al. 2012; Chen et al. 2013). Des simulations numériques de fusion de galaxies qui se sont penchées sur l'évolution des taux de formation stellaire et d'accrétion des trous noirs dressent cependant un tableau plus complexe et soulignent la variabilité de ce ratio selon les différentes phases de la fusion (Volonteri et al. 2015). Les corrélations observées entre taux de formation stellaire et taux d'accrétion des trous noirs laissent supposer que ces deux mécanismes dépendent des mêmes réservoirs de gaz éventuellement disponibles au centre des galaxies.

Les observations montrent que le gaz était beaucoup plus présent dans les galaxies à haut redshift que dans les galaxies actuelles (Genzel et al. 2015; Tacconi et al. 2018). Un modèle d'alimentation en gaz de la région centrale des galaxies ($\sim 1 \text{ kpc}$) s'appuyant sur la répartition bimodale observée dans les populations de galaxies (les galaxies à disques formant des étoiles qui apparaissent bleues et les galaxies elliptiques massives composées de vieilles étoiles à dominante rouge) propose une accrétion du gaz selon deux modes en fonction de la masse du halo et de la température du viriel associée (Birnboim et Dekel 2003; Kereš et al. 2005; Dekel et Birnboim 2006; Ocvirk, Pichon et Teyssier 2008). Dans les galaxies de faible masse situées dans des halos de masse inférieure à une masse critique de $\sim 10^{12}\,\mathrm{M}_{\odot}$, des courants de gaz froid s'écoulent le long de filaments, permettant une accrétion efficace sur de longues distances. Dans les galaxies massives dont le halo excède la masse critique de $\sim 10^{12}\,\mathrm{M}_{\odot}$ le gaz est chauffé par chocs à la température du viriel du puits de potentiel du halo. Ce gaz chaud est soumis à une accrétion quasi-sphérique, plus lente et surtout plus sensible aux perturbations. La prédominance d'une accrétion froide ou chaude étant liée à la masse du halo et à la masse de la galaxie (qui est liée à celle du halo, voir par exemple Moster, Naab et White 2013), elle dépend par conséquent du redshift et de l'environnement : le mode froid serait dominant à haut redshift ou dans les galaxies isolées actuelles et le mode chaud dans les groupes et amas de

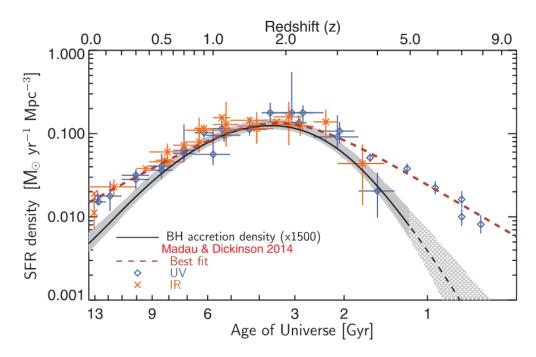


FIGURE 1.2 – Évolution de la densité de formation d'étoiles et d'accrétion des trous noirs en fonction du temps. Extrait de Aird et al. (2015).

galaxies à bas redshift. Ces courants de gaz froid en provenance du milieu intergalactique ou du halo de la galaxie ont largement favorisé l'importante formation d'étoiles et l'accrétion des trous noirs proche de la limite d'Eddington observées à haut redshift (Bournaud 2011; Di Matteo et al. 2012; Dubois et al. 2012).

L'évolution de ces galaxies très actives à haut redshift vers les galaxies peu actives qu'on observe dans l'Univers proche pose la question des mécanismes capables de stopper l'arrivée du gaz ou de l'éjecter du centre des galaxies. La rétroaction des noyaux actifs de galaxies, cette part d'énergie gravitationnelle rétrocédée au milieu environnant lors des phases d'accrétion, a très tôt été envisagée comme un mécanisme potentiel (Silk et Rees 1998; King 2003; Wyithe et Loeb 2003; Ostriker et Ciotti 2005). D'un point de vue théorique l'énergie d'accrétion émise est telle qu'une faible part de ce rayonnement couplée au gaz est suffisante pour modifier radicalement l'équilibre thermique du milieu environnant ou expulser le gaz des galaxies les plus massives.

Les observations de puissants jets de matière prenant leur source au centre des galaxies et s'étendant sur des échelles dépassant largement la taille visible de la galaxie sont venus appuyer cette hypothèse. Boehringer et al. (1993) les premiers, grâce à une image de la galaxie NGC 1275 au centre de l'amas

de Persée prise à haute résolution avec le télescope spatial en rayon X mous ROSAT, apportent des preuves de l'interaction des lobes radio avec le plasma de l'amas. Owen, Eilek et Kassim (2000) par imagerie radio à 90 cm obtenue avec le VLA (Very Large Array) dévoilent la structure complexe de l'émission radio de la galaxie M87, suggérant l'existence de deux bulles gonflées par le jet central, sur une échelle de 20 kpc autour du centre de la galaxie (Image 1.3). McNamara et al. (2005) rapportent une émission radio avec une énergie d'environ 6 10⁶¹ erg et des cavités géantes de 200 kpc de diamètre dans le cluster MS0735.6 + 7421. Dong, Rasmussen et Mulchaey (2010) présentent une recherche de cavités dans le gaz chaud émettant en rayon X de 51 amas de galaxies, tandis que Dunn et al. (2010) s'intéressent à la contrepartie radio de galaxies elliptiques massives connues pour leur émission en rayon X. L'énergie d'accrétion est alors envisagée comme source de régulation de l'accrétion elle-même : on parle d'auto-régulation.

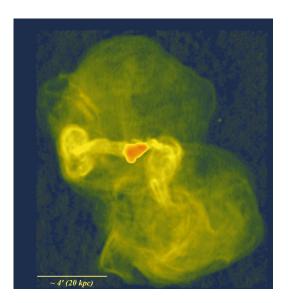


FIGURE 1.3 – Image radio à 90 cm de la galaxie M87. Extrait de Owen, Eilek et Kassim (2000).

Pour un trou noir accrétant le gaz environnant à un taux d'accrétion M avec une efficacité radiative ϵ (fraction de l'énergie de la masse au repos rayonnée), la luminosité $L_{\rm NAG}$ émise par le gaz accrété est :

$$L_{\rm NAG} = \epsilon \dot{M} c^2 \tag{1.1}$$

L'efficacité radiative ϵ prend des valeurs jusqu'à 10% pour un trou noir sans rotation et près de 40% pour un trou noir en rotation maximale (Bardeen

1970). Comparée à l'efficacité de la fusion nucléaire (0.7%), les trous noirs sont les sources d'énergie extrêmement puissantes, en fait les plus puissantes connues.

Lorsqu'on considère une symétrie sphérique la luminosité $L_{\rm NAG}$ est décrite comme limitée par la gravité, avec une limite déterminée par l'équilibre entre pression de radiation et gravité. On prend généralement comme point d'équilibre la luminosité ou limite d'Eddington $L_{\rm Edd}$:

$$L_{\rm Edd} = \frac{4\pi G M_{\rm BH} m_{\rm p} c}{\sigma_{\rm T}} \tag{1.2}$$

avec $M_{\rm BH}$ la masse du trou noir, $m_{\rm p}$ la masse du proton, c la vitesse de la lumière et $\sigma_{\rm T}$ la section transversale de diffusion Thomson. La limite d'Eddington repose sur les hypothèses d'une symétrie sphérique, d'un gaz accrété composé majoritairement d'hydrogène ionisé et d'une pression de radiation due à la diffusion Thomson.

Dans la plupart des modèles d'évolution des trous noirs dans les galaxies on considère alors que le taux d'accrétion \mathring{M} est limité par le taux d'Eddington $\mathring{M}_{\rm Edd}$:

$$\stackrel{\bullet}{M}_{\rm Edd} = \frac{L_{\rm Edd}}{\epsilon c^2} = \frac{4\pi G M_{\rm BH} m_{\rm p}}{\epsilon c \sigma_{\rm T}}$$
(1.3)

Ceci n'est valable que si toute l'énergie gravitationnelle extraite du gaz accrété est rayonnée. Et c'est bien sur valable dans l'hypothèse d'une symétrie sphérique guère représentative des disques d'accrétion. On observe donc de l'accrétion à des taux inférieurs ou supérieurs au taux d'Eddington.

Une partie de cette énergie radiative est transférée au gaz environnant, soit sous la forme d'une énergie thermique, le chauffage du gaz par rayonnement, soit sous la forme d'une énergie cinétique et on observe alors des vents très rapides ou des jets collimatés. Ces différents phénomènes forment ce qu'on appelle la rétroaction des noyaux actifs de galaxie.

A haut redshift on observe généralement une accrétion à un taux proche du taux d'Eddington (Willott et al. 2010; Treister et al. 2010; Aird et al. 2015; Martínez-Aldama et al. 2017; Trakhtenbrot, Volonteri et Natarajan 2017) générant un fort rayonnement du disque d'accrétion, de puissants vents et dans un certain nombre de cas de puissants jets détectables en ondes radio (Drouart et al. 2014). L'impact de ces vents et jets sur les différents composants de la galaxie et sur la formation stellaire est encore largement débattu. Certains modèles montrent une diminution du gaz au centre de la galaxie et une extinction de la formation stellaire dans le bulbe (Dubois et al. 2013) tandis que d'autres indiquent plutôt un effet faible sur la dynamique du gaz dans la galaxie et sur la formation d'étoiles (Gabor et Bournaud

2014). Ils semblent cependant s'accorder sur un impact à large échelle et une régulation de l'accrétion du gaz intergalactique par la galaxie (Dubois et al. 2013; Costa, Sijacki et Haehnelt 2014).

Dans l'Univers actuel on observe, du moins dans les galaxies massives, des trous noirs centraux qui accrètent à un taux faible $\dot{M} < 0.01\,\dot{M}_{\rm Edd}$ et développent des jets relativistes sur plusieurs dizaines de kpc (Dubois et al. 2012; Hlavacek-Larrondo et al. 2013). Ces jets, en chauffant le milieu intergalactique, coupent l'approvisionnement de gaz froid à la source pour les galaxies massives au sein des groupes ou des amas de galaxies (Bower et al. 2006).

Les observations et les simulations numériques apportent un certain nombre d'éléments en faveur d'une co-évolution des trous noirs et de leur galaxies hôte. Le détail des mécanismes à l'œuvre pour expliquer cette co-évolution selon l'époque, la masse des galaxies, leur composition, leur environnement ou leur phase d'évolution est un champ de recherche ouvert.

1.2 Évolution des trous noirs via l'accrétion et les fusions

Les trous noirs supermassifs observés au cœur des galaxies ont construit leur masse au cours du temps par accrétion de la matière environnante et par coalescence lors des fusions de galaxies. Nous nous intéressons ici à ces deux mécanismes et à leur impact sur l'évolution de la masse et du spin du trou noir.

L'accrétion est un afflux de matière vers un objet central massif. Un trou noir peut accréter du gaz ou des étoiles. Dans le cas d'une étoile, lorsque celle-ci s'approche suffisamment près d'un trou noir elle est soumise à des forces de marée dues la variation de la force de gravitation entre les différents points de son volume. Pour une étoile de petite taille son auto-gravité peut compenser les forces de marée, elle garde son intégrité et sera alors avalée entière par le trou noir. C'est assez rare, dans la plupart des cas les forces de marée sont supérieures à l'auto-gravité de l'étoile et celle-ci est disloquée. Une fraction de son gaz est alors accrétée par le trou noir, phénomène baptisé TDE pour Tidal Disruption Event (Frank et Rees 1976; Luminet et Carter 1986; Komossa 2015). L'accrétion d'étoiles joue cependant un rôle mineur dans la croissance des trous noirs les plus massifs (Magorrian et Tremaine 1999).

Le phénomène considéré comme le facteur dominant de la croissance des trous noirs est l'accrétion de gaz (Yu et Tremaine 2002). L'accrétion en milieu gazeux a été décrite dès 1939 par Bondi, Hoyle et Lyttleton (Hoyle et Lyttleton 1939; Bondi et Hoyle 1944; Bondi 1952; Edgar 2004, pour une revue). Ils se sont intéressés à l'accrétion du gaz interstellaire environnant par une étoile, en étudiant séparément les aspects dynamiques et les aspects fluides du problème.

Les premières études concernent une étoile se déplaçant à vitesse constante dans un nuage de gaz infini et uniforme, en négligeant les effets de pression (Hoyle et Lyttleton 1939; Bondi et Hoyle 1944). Cette hypothèse est valable dans le cas où la température du gaz est faible, l'énergie acquise lors de l'accrétion étant rapidement rayonnée. Ici seuls les effets dynamiques sont considérés, cela correspond au cas d'un gaz supersonique. Le taux d'accrétion $M_{\rm H}$ calculé est alors :

$$\dot{M}_{\rm H} = \frac{\alpha 2\pi G^2 M_{\rm BH}^2 \rho_{\infty}}{\rm v_{\rm rel}^3} \tag{1.4}$$

avec G la constante gravitationnelle, $M_{\rm BH}$ la masse de l'objet accrétant, ρ_{∞} et $v_{\rm rel}$ respectivement la densité et la vitesse relative du gaz à grande distance (hors perturbation). Le coefficient α peut prendre des valeurs entre 1 et 2 en fonction des perturbations précédemment rencontrées par le système.

Ces études sont complétées par le cas d'une accrétion à symétrie sphérique pour une étoile sans mouvement relatif dans un gaz à pression et densité uniforme (Bondi 1952). La pression et les effets fluides liés sont maintenant pris en compte mais dans le cadre simplifié d'une étoile immobile par rapport au gaz. Le taux d'accrétion $\hat{M}_{\rm B}$ calculé est maintenant :

$$\dot{M}_{\rm B} = \frac{\lambda 4\pi G^2 M_{\rm BH}^2 \rho_{\infty}}{c_s^3} \tag{1.5}$$

avec c_s la vitesse du son du gaz. Le coefficient λ prend des valeurs entre 0.25 et 1.12 selon l'indice adiabatique du gaz.

La similitude de ces deux formules amène Bondi à proposer une formule générale prenant en compte à la fois les effets dynamiques et les effets fluides. En considérant la mise à jour du coefficient faite par Shima et al. (1985) on a un taux d'accrétion de Bondi-Hoyle-Lyttleton $\mathring{M}_{\rm BHL}$:

$$\dot{M}_{\rm BHL} = \frac{4\pi G^2 M_{\rm BH}^2 \rho_{\infty}}{(v_{\rm rel}^2 + c_s^2)^{3/2}}$$
(1.6)

Cela revient à considérer une section efficace de collision $R_{\rm BHL}$:

$$R_{\rm BHL} = \frac{2GM_{\rm BH}}{\mathbf{v}_{\rm rel}^2 + c_{\rm s}^2} \tag{1.7}$$

appelée le rayon de Bondi-Hoyle-Lyttleton.

Le modèle d'accrétion de Bondi, Hoyle et Lyttleton est basé sur des hypothèses simples et néglige une partie de la physique du gaz mais les simulations numériques ont montré que ce modèle est performant pour décrire le taux d'accrétion du gaz (voir la série de papiers de Ruffert : Ruffert 1994a; Ruffert 1994b; Ruffert et Arnett 1994; Ruffert 1995; Ruffert et Anzer 1995; Ruffert 1996). L'accrétion de Bondi, Hoyle et Lyttleton sert de base aux modèles d'accrétion des trous noirs de la plupart des codes hydrodynamiques dont RAMSES utilisé dans le cadre de cette thèse (voir section 2.3.4).

Cependant ce modèle décrit un flux à symétrie sphérique qui n'est valable que lorsque le gaz accrété a un moment angulaire faible. Or le gaz au centre d'une galaxie possède un moment angulaire non-négligeable. La conservation de ce moment angulaire implique l'organisation du gaz en une structure de disque et des mécanismes permettant le transport du moment angulaire vers l'extérieur pour que le gaz puisse affluer vers le centre. Ce disque d'accrétion permet également la conversion d'une partie de l'énergie gravitationnelle de la matière accrétée en énergie thermique qui sera éventuellement rayonnée par les surfaces du disque.

On distingue plusieurs modèles de disques d'accrétion, en fonction de leur géométrie (disques fins / disques épais), de leur efficacité radiative (disques opaques / disques transparents) et de leur taux d'accrétion (considéré par rapport au taux d'Eddington).

Les premier modèles de disque envisagés sont des disques opaques qui rayonnent efficacement l'énergie libérée par le gaz accrété. Ils permettent de décrire les sources extrêmement lumineuses observées à haut redshift.

Le modèle de disque fin de Shakura et Sunyaev (1973) est précurseur et propose un transport du moment angulaire décrit par une viscosité turbulente effective. Le modèle de Novikov-Thorne (Novikov et Thorne 1973; Page et Thorne 1974) est une généralisation du modèle de Shakura et Sunyaev (1973) dans le cas relativiste. Ces modèles décrivent un disque fin (épaisseur égale à 0.1 à 3% du rayon) avec un taux d'accrétion modéré (0.05< $\dot{M}/\dot{M}_{\rm Edd}$ <0.4). Le disque est opaque avec une profondeur optique $\tau \gg 1$ et l'énergie gravitationnelle est rayonnée rapidement, permettant le refroidissement du gaz. On a donc un disque avec une température modérée, une pression faible et dont l'émission peut être considérée en première approximation comme celle d'un corps noir.

Paczyńsky et Wiita (1980) propose un modèle de disque épais (épaisseur égale à $\sim 20\%$ du rayon) de forme torique, parfois surnommé le Polish doughnut. Ce disque accrète à un taux élevé et sa luminosité peut dépasser la

luminosité d'Eddington (abandon de la condition de symétrie sphérique). Le gaz a une température et une pression élevées. Ce modèle est développé également par Abramowicz, Calvani et Nobili (1980) et par Abramowicz (2009) pour la version relativiste.

Cependant ces modèles de disques ne permettent pas de décrire des sources telles que les radio-galaxies avec leur jets étendus mais très peu de rayonnement. Rees et al. (1982) établit qu'en dessous d'une densité critique le gaz n'est plus refroidit assez efficacement par rayonnement. Le disque devient transparent, radiativement inefficace et l'énergie gravitationnelle qui n'est pas rayonnée doit être convertie en une autre forme d'énergie. Une part de cette énergie devrait être advectée avec le gaz (Abramowicz et al. 1995).

Narayan (Narayan et Yi 1994; Narayan et Yi 1995) propose un modèle de disque refroidi par advection plutôt que par rayonnement, le modèle ADAF (Advection-Dominated-Accretion-Flows). Ces disques épais et chauds accrètent à un taux très faible $\dot{M} \ll \dot{M}_{\rm Edd}$. La majeure partie de l'énergie gravitationnelle est advectée vers le centre du disque et éventuellement libérée sous forme de jets. Une alternative proposée par Blandford et Begelman (Blandford et Begelman 1999; Blandford et Begelman 2004; Begelman 2012) est le modèle ADIOS (Adiabatic Inflow–Outflow Solution) dans lequel l'énergie gravitationnelle est advectée vers l'extérieur du disque et libérée par l'intermédiaire de forts vents.

On a discuté de la croissance des trous noirs par accrétion de la matière environnante, principalement du gaz. L'autre facteur intervenant dans la construction de la masse des trous noirs est leur éventuelle coalescence lors des fusions de galaxies. Dans le modèle cosmologique standard, Λ CDM, les fusions des halos de matière noire déterminent le rythme de formation des structures. Les galaxies intégrées dans ces halos de matière noire connaissent par conséquent une succession de fusions. Lorsque les deux galaxies engagées dans une fusion hébergent un trou noir supermassif, ces trous noirs peuvent éventuellement fusionner. Il est néanmoins nécessaire pour cela qu'ils puissent réduire leur distance mutuelle jusqu'à une séparation de l'ordre du rayon de l'ISCO (mpc à micropc). La dynamique de ces trous noirs et leur capacité à perdre du moment angulaire pour rejoindre le centre de la galaxie revêt alors toute son importance.

On distingue les fusions majeures entre des galaxies de masse proche et les fusions mineures entre des galaxies ayant une grande différence de masse. La limite se situe autour d'un ratio de masse de 1/4 mais varie en fonction de la structure de la galaxie ou de son contenu en gaz. Les fusions majeures sont beaucoup plus rapides. Dans le cas des fusions mineures, la petite galaxie est

souvent détruite, écartelée par les forces de marée avant de fusionner. Cela peut conduire à des trous noirs errants (Governato, Colpi et Maraschi 1994; Volonteri, Haardt et Madau 2003; Bellovary et al. 2010).

On différencie également les fusions dissipatives entre des galaxies riches en gaz et les fusions non-dissipatives entre des galaxies pauvres en gaz. Les processus à l'œuvre sont donc aussi bien liés aux étoiles qu'au gaz. La dynamique du trou noir dépend du type de fusion et de l'environnement.

1.3 Dynamique et décroissance orbitale

La coalescence de trous noirs dans la galaxie résultante d'une fusion de galaxies dépend de leur capacité à migrer vers le centre de la galaxie. Cette décroissance orbitale a été initialement décrite par Begelman, Blandford et Rees (1980) et peut être décomposée en trois phases principales :

- La phase d'appariement durant laquelle les trous noirs ne sont pas liés gravitationnellement. Cette phase se déroule à l'échelle du kpc. Le principal mécanisme mis en avant pour expliquer la perte de moment angulaire indispensable à la décroissance orbitale est la friction dynamique, décrite dans la section 1.4. L'impact de la friction dynamique des étoiles est étudiée par Governato, Colpi et Maraschi (1994) et Milosavljević et Merritt (2001) entre autres et a montré son efficacité (Pfister et al. 2019; Chen et al. 2022). La friction dynamique du gaz peut amener une décroissance orbitale rapide (Escala et al. 2004; Escala et al. 2005; Mayer et al. 2007; Mayer, Kazantzidis et Escala 2008) ou au contraire la ralentir lorsque le trou noir interagit avec des nuages massifs de gaz ou que sa rétroaction chauffe le gaz environnant (Tamburello et al. 2017; Park et Bogdanović 2017). La présence d'un noyau stellaire autour du trou noir accroît l'efficacité de la friction dynamique (Biernacki, Teyssier et Bleuler 2017).
- La phase de renforcement de la binaire démarre lorsque les trous noirs deviennent liés gravitationnellement. En première approximation les trous noirs sont considérés comme formant une binaire lorsque leur masse totale $M_{\rm BHs}$ est égale à la masse incluse dans leur orbite, ce qui correspond à une séparation $a_{\rm binaire}$:

$$a_{\rm binaire} \sim \frac{GM_{\rm BHs}}{2\sigma^2} \sim 0.2 \left(\frac{M_{\rm BHs}}{10^6 \,\rm M_{\odot}}\right) \left(\frac{100 \,\rm km \, s^{-1}}{\sigma}\right) \, {\rm pc}$$
 (1.8)

avec σ la dispersion de vitesse des étoiles. Cette phase se déroule à l'échelle du parsec. Dans un environnement à dominante stellaire le principal mécanisme à l'œuvre permettant la décroissance orbitale des

trous noirs est l'interaction trois corps entre la binaire de trous noirs et une étoile individuelle qui va ralentir les trous noirs et éjecter l'étoile en question (Mikkola et Valtonen 1992; Quinlan 1996; Sesana, Haardt et Madau 2006). Dans un environnement riche en gaz c'est plutôt le couple produit par le disque gazeux qui agit (Dotti, Colpi et Haardt 2006; Armitage et Natarajan 2002).

• La phase d'onde gravitationnelle qui débute lorsque l'émission d'ondes gravitationnelles devient le principal mécanisme de décroissance orbitale. La séparation des trous noirs est alors de l'ordre du mpc (Peters 1964).

1.4 Friction dynamique

Lorsqu'une particule massive se déplace dans un milieu composé de particules plus légères, elle va naturellement les entraîner dans son sillage, créant une sur-densité. Cette sur-densité va ralentir la particule massive par effet gravitationnel. Le transfert de quantité de mouvement et d'énergie cinétique entre la particule massive et la sur-densité dans son sillage est appelée friction dynamique. La figure 1.4 montre la sur-densité qui se développe derrière un trou noir massif se déplaçant dan un milieu gazeux.

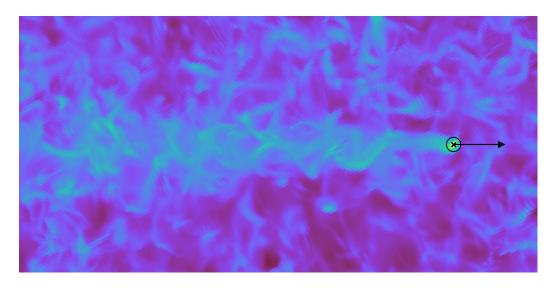


FIGURE 1.4 – Sur-densité dans le sillage d'un trou noir massif se déplaçant dans un milieu gazeux turbulent. Image issue des simulations présentées au chapitre 4.

La friction dynamique a d'abord été étudiée dans le cas d'un milieu noncollisionnel composé d'étoiles ou de matière noire. L'approche théorique a été développée par Chandrasekhar (1943) dans le cadre d'un milieu homogène, isotrope et infini, en négligeant l'auto-gravité. Il établit sa formule en considérant l'approximation d'une rencontre entre deux corps puis en intégrant ce résultat sur le paramètre d'impact et la vitesse relative.

Pour un objet massif de masse $M_{\rm BH}$ se déplaçant au milieu de particules de masse $m \ll M_{\rm BH}$ à une vitesse relative $v_{\rm rel}$ faible, on peut approximer la force de friction dynamique par (Binney et Tremaine 1987) :

$$F_{\text{slow}} \simeq \frac{16\pi^2 (GM_{\text{BH}})^2 m v_{\text{rel}}}{3} f(0) \ln \left(\frac{r_{\text{max}}}{r_{\text{min}}}\right)$$
(1.9)

Lorsque la vitesse de l'objet massif est élevée par rapport aux particules, on obtient :

$$F_{\text{fast}} = \frac{4\pi (GM_{\text{BH}})^2 mn}{v_{\text{rel}}^2} f(0) \ln \left(\frac{r_{\text{max}}}{r_{\text{min}}}\right)$$
(1.10)

avec n la densité de particules, $r_{\rm max}$ et $r_{\rm min}$ les dimensions caractéristiques du milieu environnant et de l'objet massif respectivement et f la fonction de distribution de vitesses des particules.

Malgré les approximations réalisées la formule de Chandrasekhar donne d'excellents résultats comparée aux simulations numériques et calculs de réponse linéaire (Weinberg 1986; Weinberg 1989; Fujii, Funato et Makino 2006).

En milieu gazeux les premières études analytiques sont basées sur une théorie linéaire faisant l'hypothèse d'un état stationnaire (Dokuchaev 1964; Ruderman et Spiegel 1971; Rephaeli et Salpeter 1980). Dans le cas supersonique cela donne :

$$F_{\rm SS} = \frac{4\pi (GM_{\rm BH})^2 \rho_0}{\rm v_{\rm rel}^2} \ln \left(\frac{r_{\rm max}}{r_{\rm min}}\right) \tag{1.11}$$

avec ρ_0 la densité moyenne du gaz.

Dans le cas subsonique Rephaeli et Salpeter (1980) proposent de considérer la force nulle du fait de la symétrie de la distribution du gaz. Cependant cette solution conduit à une force de friction dynamique maximale à Mach légèrement supérieur à 1 et nulle à Mach à peine inférieur à 1.

Ostriker (1999) reconsidère alors le problème en faisant l'hypothèse d'une dépendance temporelle de la solution. Elle obtient pour le régime subsonique :

$$F_{\text{Sub}} = \frac{4\pi (GM_{\text{BH}})^2 \rho_0}{\text{v}_{\text{rel}}^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+\mathcal{M}}{1-\mathcal{M}} \right) - \mathcal{M} \right]$$
 (1.12)

et pour le régime supersonique :

$$F_{\text{Sup}} = \frac{4\pi (GM_{\text{BH}})^2 \rho_0}{\text{v}_{\text{rel}}^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{1}{\mathcal{M}^2} \right) + \ln \frac{r_{\text{max}}}{r_{\text{min}}} \right]$$
(1.13)

avec $\mathcal{M} = v_{rel}/c_s$ le nombre de Mach et c_s la vitesse du son.

Les profils de la perturbation de la densité calculée par Ostriker (1999) sont représentés figure 1.5 pour le cas subsonique et figure 1.6 pour le cas supersonique.

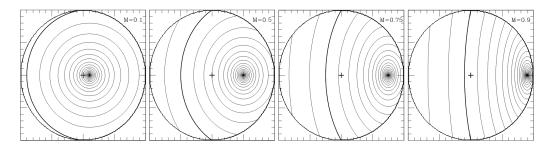


FIGURE 1.5 – Profils de la perturbation de la densité dans le cas subsonique pour $\mathcal{M} = 0.1, 0.5, 0.75$ et 0.9. Extrait de Ostriker (1999).

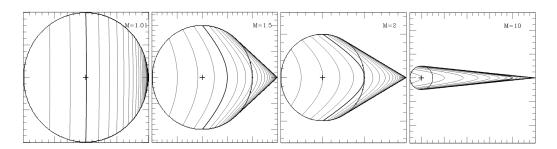


FIGURE 1.6 – Profils de la perturbation de la densité dans le cas supersonique pour $\mathcal{M}=1.01,\,1.5,\,2\,\mathrm{et}\,10.$ Extrait de Ostriker (1999).

La friction dynamique en milieu gazeux est très efficace dans le régime transsonique, puis son efficacité diminue lorsque le nombre de Mach augmente. Elle est presque négligeable dans le régime subsonique. Comparée à la friction dynamique en milieu non-collisionnel elle est identique à nombre de Mach élevé, bien plus efficace dans le régime transsonique et beaucoup moins efficace dans le régime subsonique. La figure 1.7 présente la comparaison effectuée par Ostriker (1999).

Dans le cas d'un milieu homogène et en l'absence de rétroaction on peut donc s'attendre à ce que la décroissance orbitale des trous noirs soit dans un premier temps bien plus rapide lors d'une fusion de galaxies riches en gaz que dans le cas d'une fusion de galaxies à dominante stellaire. Par contre lorsque le gaz n'est pas homogène et/ou lorsque du gaz accrété par le trou noir libère une énergie qui se couple au gaz environnant les hypothèses sur lesquelles s'appuient ces formules analytiques ne sont plus respectées et plusieurs études ont montré que la friction dynamique gazeuse n'amène pas ou peu de décroissance orbitale (Souza Lima et al. 2017; Tamburello et al. 2017; Park et Bogdanović 2017; Li, Bogdanović et Ballantyne 2020). D'autres études montrent que la friction dynamique stellaire est généralement plus importante que la friction dynamique gazeuse (Pfister et al. 2019; Chen et al. 2022).

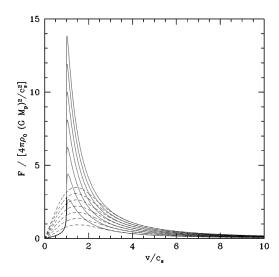


FIGURE 1.7 – Comparaison de la friction dynamique du gaz et d'un milieu non-collisionnel. Les lignes pleines représentent la friction dynamique en fonction du nombre de Mach dans le cas d'un milieu gazeux. Les lignes pointillées l'équivalent dans le cas d'un milieu non-collisionnel. Extrait de Ostriker (1999).

Chapitre 2

Simulations numériques

Son	nmai	${f re}$		
2.1	Simulations hydrodynamiques			
2.2	Le code Ramses			
2.3	Modèles pour l'évolution des galaxies			
	2.3.1	Chauffage et refroidissement radiatifs du gaz		
	2.3.2	Formation stellaire		
	2.3.3	Rétroaction des supernovæ		
	2.3.4	Trous noirs		
	2.3.5	Rétroaction des noyaux actifs de galaxie		
2.4	Mod	lèles pour le milieu turbulent		
	2.4.1	Solveur magnétohydrodynamique		
	2.4.2	Chauffage et refroidissement radiatifs du gaz		
	2.4.3	Injection de turbulence		

2.1 Simulations hydrodynamiques

L'astrophysique est par nature une science de l'observation; les échelles spatiales et temporelles, les densités ou les énergies extrêmes en jeu ne permettent guère d'expérimentations. Le développement des simulations numériques a permis de réaliser des expériences virtuelles afin de tester les hypothèses et les modèles théoriques dans un grand nombre de domaines, de la formation et l'évolution des galaxies (Millenium de Springel et al. 2005, Horizon-AGN de Dubois et al. 2014a, IllustrisTNG de Springel et al. 2018) à la formation stellaire (Grudić et al. 2021).

Si la matière noire structure l'évolution de la matière à grande échelle, l'évolution dynamique du gaz revêt une importance capitale dans grand nombre de systèmes astrophysiques : la structure du milieu interstellaire et des régions de formation d'étoiles, les vents issus des étoiles massives, l'explosion des supernovæ, les courants de refroidissement, les disques d'accrétion, les noyaux actifs de galaxie, les jets extragalactiques...

Les équations de l'hydrodynamique sont non linéaires et admettent rarement une solution analytique, sauf dans quelques cas très spécifiques comme l'accrétion de Bondi, la cascade turbulente de Kolmogorov ou le problème de Riemann. La modélisation de la formation et de l'évolution des galaxies est un problème multi-échelle et multi-physique hautement stochastique (Voir par exemple Thiébaut et al. 2008; Genel et al. 2019; Keller et al. 2019). Les simulations hydrodynamiques prennent alors tout leur sens pour suivre l'évolution de ces phénomènes.

Les codes hydrodynamiques en astrophysique s'appuient sur trois méthodes de discrétisation :

• une approche eulérienne avec les méthodes sur grille. Le fluide est décomposé en éléments de volume, ou cellules, formant une grille couvrant tout le volume. La précision de ces codes dépend essentiellement de la résolution spatiale choisie (taille des cellules) et afin de mieux représenter les régions de haute densité (d'autres critères peuvent également être mis en place) sans coût numérique excessif les codes récents utilisent une méthode de raffinement adaptatif (Adaptive Mesh Refinment ou AMR), introduite initialement par Berger et Oliger (1984) et Berger et Colella (1989). Les principaux codes utilisant cette technique sont FLASH (Fryxell et al. 2000), RAMSES (Teyssier 2002) avec lequel sont faites les simulations présentées dans cette thèse et ENZO (Bryan et al. 2014). Ces codes ont l'avantage d'une bonne prise en compte des chocs et des instabilités et montrent une faible diffusivité numérique. Par contre ils ne sont pas invariants au sens galiléen ce qui rend les résultats sensibles aux mouvements d'ensemble du fluide. Ils présentent

- également le risque de développer des directions privilégiées le long des axes de la grille (Tasker et al. 2008; Wadsley, Veeravalli et Couchman 2008).
- une approche lagrangienne avec les méthodes à particules (Smoothed Particle Hydrodynamics ou SPH), inventées par Lucy (1977) et Gingold et Monaghan (1977). Le fluide est discrétisé en éléments de masse appelés particules qui sont en mouvement les unes par rapport aux autres. Des exemples de codes utilisant cette méthode sont GADGET (Springel, Yoshida et White 2001; Springel 2005), GASOLINE (Wadsley, Stadel et Quinn 2004; Wadsley, Keller et Quinn 2017) et PHANTOM (Price et al. 2018). Ces codes permettent un calcul plus simple de l'auto-gravité et un ajustement automatique de la résolution, avec une très bonne résolution dans les régions de haute densité et la possibilité de régions entièrement vides. Par contre ils ne permettent pas d'autres critères de raffinement que la densité et surtout ils sont moins performants pour traiter les ondes de choc et les discontinuités à travers une surface de contact, voire présentent le risque de supprimer certaines instabilités du fluide (Agertz et al. 2007).
- une approche eulérienne avec une grille mobile. La résolution des équations s'appuie sur une grille qui est déplacée avec le fluide. Les principaux codes sont AREPO (Springel 2010) et GIZMO (Hopkins 2015). Cette méthode est invariante au sens galiléen et permet de corriger les problèmes de viscosité numérique proportionnelle à la vitesse du flux des codes à grille fixe. Par contre la rediscrétisation de la grille peut créer des effets de bruit numérique.

La résolution nécessairement limitée malgré les techniques de raffinement ne permet pas de suivre l'ensemble des phénomènes à l'œuvre sur des échelles spatiales qui couvrent de larges ordres de grandeurs, inférieures au parsec pour la structure interne des galaxies jusqu'à plusieurs centaines de Mpc au niveau cosmologique. Les équations hydrodynamiques sont complétées par un certain nombre de modèles sous-grille qui permettent de décrire les phénomènes physiques non résolus. Ces modèles peuvent être issus de solutions analytiques ou de simulations numériques spécifiques détaillées et ils sont généralement paramétrés sur les observations. La fiabilité et la finesse de ces modèles peuvent largement impacter les résultats des simulations.

2.2 Le code Ramses

Je vais maintenant présenter les principales caractéristiques du code RAMSES et les modèles sous-grille utilisés dans le cadre de cette thèse. RAMSES a été développé par Teyssier (2002) pour étudier la formation et l'évolution des galaxies. Depuis de nombreuses contributions ont permis l'ajout de nouveaux modules et modèles sous-grille qui étendent ses applications. Ceux utilisés lors des simulations de cette thèse sont présentés dans les sections 2.3 et 2.4.

RAMSES permet de suivre simultanément l'évolution du gaz et de la matière dite non-collisionnelle, à savoir la matière noire, les étoiles et les trous noirs. Gaz et matière non-collisionnelle sont traités par des approches différentes : le gaz suit les équations de l'hydrodynamique, résolues par une discrétisation sur une grille adaptative. La matière non-collisionnelle, soumise uniquement à la gravité, est décrite à l'aide de particules.

Le gaz est considéré comme un fluide parfait et obéit aux équations d'Euler, lois de conservation de la masse, du moment et de l'énergie :

$$\begin{cases}
\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \\
\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v} + P \mathbb{I}) = -\rho \nabla \Phi \\
\frac{\partial e_{\text{tot}}}{\partial t} + \nabla \cdot ((e_{\text{tot}} + P) \vec{v}) = -\rho \vec{v} \cdot \nabla \Phi + \rho^2 \Lambda
\end{cases} \tag{2.1}$$

avec ρ la densité, \vec{v} la vitesse, $e_{\rm tot}$ l'énergie totale (énergie interne et énergie cinétique) par unité de volume et P la pression du gaz, Φ le potentiel gravitationnel et Λ la fonction de refroidissement discutée dans la section 2.3.1.

Afin fermer le système il faut ajouter une relation pour la pression P, ici l'équation d'état des gaz parfaits :

$$P = (\gamma - 1)e \tag{2.2}$$

avec γ l'indice adiabatique (qui dépend de la composition du gaz), ρ la densité du gaz et e l'énergie interne par unité de volume.

Ces équations sont résolues par un schéma de Godunov du deuxième ordre basé sur les travaux de Colella (1990) et Saltzman (1994). Ce schéma s'appuie sur la méthode des volumes finis (transformation des intégrales de volume en intégrales de surface par le théorème flux-divergence) ramenant le problème au calcul des flux aux interfaces entre les cellules, c'est à dire un problème de Riemann (problème avec des conditions initiales constantes de chaque coté

d'une discontinuité). Le solveur de Riemann le plus couramment utilisé dans RAMSES et en particulier dans les simulations de cette thèse est le solveur HLLC (Harten, Lax, van Leer-Contact, voir Harten 1983; Toro, Spruce et Speares 1994). Les valeurs des variables aux bords d'une cellule sont calculées par interpolation linéaire des valeurs au centre des cellules voisines selon le schéma du second ordre MUSCL (Monotone Upstream-centered Scheme for Conservative Laws) avec un limiteur de pente de type MinMod afin d'assurer la stabilité du schéma.

La grille de discrétisation est définie par un niveau minimal de résolution et un ou plusieurs critères de raffinement qui déclenchent localement l'augmentation de résolution jusqu'à un niveau maximal donné. La méthode de raffinement, proposée par Khokhlov (1998), s'appuie sur une structure en arborescence et une descente itérative dans les niveaux de raffinement. Le raffinement est ainsi effectué cellule par cellule, avec néanmoins un lissage, un seul niveau d'écart étant autorisé entre deux cellules voisines. Le principal critère de raffinement est une limite en masse au-delà de laquelle la cellule est divisée. Le modèle sous-grille utilisé pour décrire les trous noirs impose aussi un raffinement maximal autour de ces particules massives afin de mieux décrire leurs orbites (Lupi, Haardt et Dotti 2015).

Pour d'assurer la stabilité des calculs, la condition de Courant–Friedrichs–Lewy (Courant, Friedrichs et Lewy 1928) impose une contrainte sur le pas de temps afin que la vitesse de propagation u d'une onde ne dépasse pas une cellule Δx par pas de temps Δt :

$$\Delta t = C\Delta x/u \tag{2.3}$$

La vitesse maximum du signal u est une combinaison de la vitesse du gaz et de la vitesse du son mais tient aussi compte de la vitesse des particules et de la gravité. Le nombre de Courant C doit être tel que C < 1, en pratique on impose C = 0.8. RAMSES propose une solution de pas de temps adaptatif qui s'adapte au raffinement spatial, avec un pas de temps fin fonction de la taille de la cellule à un niveau de résolution donné.

Les particules non-collisionnelles (matière noire, étoiles, trous noirs) sont soumises uniquement à la gravité et leur évolution dynamique est solution du principe fondamental de la dynamique. Le champ gravitationnel est décrit par l'équation de Poisson :

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho \tag{2.4}$$

avec Φ le potentiel gravitationnel et ρ la densité totale de matière, noncollisionnelle et gaz. Pour connaître la distribution totale de matière il est nécessaire de coupler l'information relative au gaz contenue dans la grille de discrétisation et celle relative à la matière non-collisionnelle contenue dans les particules. Pour cela RAMSES traite les particules via une méthode dite Particule-Mesh. La masse des particules est déposée sur la grille selon la technique Cloud-In-Cell, proposée par Hockney et Eastwood (1981). Il s'agit d'assigner à la particule un volume donné (de la taille d'une cellule) appelé le nuage. Ce nuage couvre partiellement les cellules voisines de la grille et une fraction de la masse de la particule est déposée sur ces cellules en fonction de la fraction de volume couverte. Pour calculer le champ gravitationnel résultant une fois la distribution totale de masse connue, l'équation de Poisson est résolue par une approche multi-grille pour les niveaux de base de la grille (Guillet et Teyssier 2011) et par un gradient conjugué pour les niveaux les plus fins (Teyssier 2002).

2.3 Modèles pour l'évolution des galaxies

Les principaux modèles sous-grille utilisés lors de simulations d'évolution de galaxies sont le chauffage et le refroidissement du gaz, la formation stellaire, la rétroaction des supernovæ et ce qui nous intéresse particulièrement dans cette thèse la physique des trous noirs avec la modélisation de l'accrétion, de la friction dynamique, de la rétroaction et des fusions.

2.3.1 Chauffage et refroidissement radiatifs du gaz

L'équilibre thermique du gaz est un élément important de l'évolution du milieu interstellaire. La formation stellaire en particulier dépend de la capacité du gaz à s'effondrer et donc à dissiper son énergie. Le refroidissement du gaz intervient à travers différents processus atomiques tels que l'ionisation collisionnelle, l'excitation ou la recombinaison, le rayonnement Bremsstrahlung ou la diffusion Compton.

Dans RAMSES ces différents processus sont pris en compte à travers une fonction de refroidissement $\Lambda(T,Z)$ dépendant de la température T et de la métallicité Z du gaz. La figure 2.1 présente un exemple de cette fonction de refroidissement pour différentes métallicités. Au-dessus de $10^4\,\mathrm{K}$ le refroidissement est lié aux atomes d'hydrogène, d'hélium et d'éléments lourds (métaux) et suit les valeurs tabulées de Sutherland et Dopita (1993). En-dessous de $10^4\,\mathrm{K}$ le refroidissement repose sur les émissions d'hydrogène moléculaire mais surtout des atomes ionisés de carbone CII et d'oxygène OII et il est pris en compte sur la base des travaux de Rosen et Bregman (1995). Le chauffage du gaz intergalactique provient d'un rayonnement UV uniforme selon le modèle de Haardt et Madau (1996).

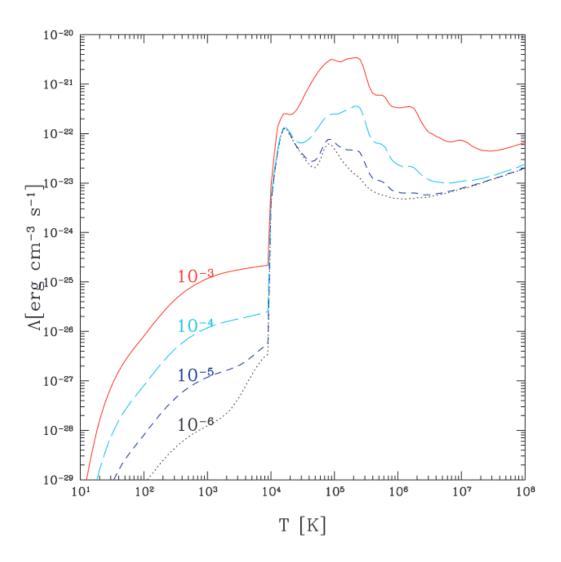


FIGURE 2.1 – Fonction de refroidissement pour différentes métallicités. Extrait de Maio et al. $(2007)\,$

2.3.2 Formation stellaire

Les modèles sous-grille de formation stellaire sont basés sur la théorie selon laquelle les étoiles se forment dans les nuages de gaz moléculaire froid et dense par effondrement du gaz. Observationnellement on constate une corrélation entre la densité de surface du taux de formation d'étoiles et la densité de surface du gaz décrite par la loi de Schmidt-Kennicutt (Schmidt 1959; Kennicutt 1998). Le taux de formation d'étoiles $\overset{\bullet}{\rho}_{\text{star}}$ implémenté dans RAMSES suit cette loi :

$$\dot{\hat{\rho}}_{\text{star}} = \epsilon_{\text{ff}} \frac{\rho}{t_{\text{ff}}} \tag{2.5}$$

avec ρ la densité du gaz, $\epsilon_{\rm ff}$ l'efficacité de formation stellaire par temps de chute libre et $t_{ff} = \sqrt{3\pi/32G\rho}$ le temps de chute libre local.

Le paramètre déterminant pour la formation stellaire est l'efficacité $\epsilon_{\rm ff}$. Les simulations présentées ici utilisent un modèle gravo-turbulent avec une efficacité variable qui dépend des propriétés locales du milieu interstellaire (Kimm et al. 2017; Trebitsch et al. 2017; Trebitsch et al. 2021). Ce modèle est basé sur les travaux de Federrath et Klessen (2013) qui étudient le lien entre l'efficacité de formation stellaire et la pente du spectre de puissance de la densité (défini par une loi log-normale) en fonction du ratio entre l'énergie turbulente et l'énergie gravitationnelle et du nombre de Mach turbulent. La formation stellaire est déclenchée sur un critère dépendant d'une longueur de Jeans turbulente qui prend en compte la pression additionnelle induite par la turbulence.

Les étoiles sont alors formées selon un processus aléatoire qui suit une loi de Poisson (Rasera et Teyssier 2006) : N particules stellaires de même masse $m_{\rm star}$ sont crées par pas de temps Δt dans une cellule de taille Δx selon la probabilité :

$$P(N) = \frac{\lambda^N}{N!} \exp(-\lambda) \tag{2.6}$$

avec un paramètre ou valeur moyenne:

$$\lambda = \frac{\rho \Delta x^3}{m_{\text{star}}} \frac{\Delta t}{t_{\text{ff}}/\epsilon_{\text{ff}}} \tag{2.7}$$

où $m_{\rm star}$ est un paramètre libre correspondant à la résolution en masse des étoiles. La masse moyenne d'étoiles formée est alors :

$$\lambda m_{\rm star} = \stackrel{\bullet}{\rho}_{\rm star} \Delta t \Delta x^3 \tag{2.8}$$

Chaque particule stellaire représente une population stellaire avec une distribution de masse décrite par une fonction initiale de masse (IMF). Les simulations présentées dans cette thèse utilisent l'IMF de Kroupa (2001).

2.3.3 Rétroaction des supernovæ

L'explosion (type II) des étoiles massives ($> 8 \, \mathrm{M}_{\odot}$) à la fin de leur vie libère dans le milieu environnant une énorme quantité d'énergie, de quantité de mouvement, de masse et les éléments chimiques lourds synthétisés durant sa vie (métaux).

Pour prendre en compte cette explosion complexe on utilise ici le modèle développé par Kimm et Cen (2014), qui suit les différentes phases de l'expansion de la supernova :

- une première phase auto-similaire où seule l'énergie est conservée (solution de Sedov),
- une deuxième phase de refroidissement rapide,
- une troisième phase où seule la quantité de mouvement est conservée (snow-plow phase).

L'injection de quantité de mouvement est fonction de la phase dans laquelle se trouve l'explosion, elle-même déterminée d'après la densité et la métallicité du gaz et la résolution de la simulation. Des métaux sont également déposés dans le milieu environnant, selon une fraction massique de 0.1, typique du soleil.

Le modèle prend en compte un délai de 10 Myr entre la formation des étoiles et l'explosion des supernovæ. Une fraction en masse typique des étoiles de plus de 8 $\rm M_{\odot}$ pour une IMF de Kroupa, à savoir 20%, est alors transformée en supernova. L'énergie libérée est de $10^51\,\rm erg$ pour chaque masse de $10\,\rm M_{\odot}$ transformée en supernova.

2.3.4 Trous noirs

Particules sink

Les trous noirs sont implémentés dans RAMSES en tant que particules sink en s'appuyant sur le modèle proposé par Bate, Bonnell et Price (1995) pour les codes SPH et adapté aux codes AMR par Krumholz, McKee et Klein (2004). Les particules sink sont des particules lagrangiennes massives capables d'accréter le gaz environnant et utilisées pour reproduire le comportement d'objets compacts non résolus. Les spécificités de cette implémentation sont détaillées dans Dubois et al. (2012).

Une partie de ce modèle concerne la formation des particules sink en fonction de critères liés à l'instabilité de Jeans, à des seuils de densité de gaz et de fraction d'étoiles et à une distance minimale avec les trous noirs existants. Cependant elle n'est pas utilisée dans les simulations présentées au chapitre 3. A la place les trous noirs sont insérés manuellement dans la simulation avec une masse, un spin, une position et une vitesse spécifiés.

La position et la vitesse des particules sink sont traitées de la même façon que celles des particules de matière noire ou d'étoiles, en déposant sur la grille de maillage la masse des particules par la méthode Cloud-In-Cell. Pour prendre en compte les phénomènes spécifiques à l'œuvre dans le voisinage du trou noir, accrétion, friction dynamique et rétroaction, les particules sink sont divisées en 2109 particules cloud de même masse, uniformément réparties dans une sphère de rayon $4\Delta x$ (Δx est la taille des cellules autour de la particule sink, à savoir au niveau de raffinement maximum).

Accrétion

Les particules sink ainsi modélisées vont capturer une partie du gaz présent dans les cellules couvertes par le nuage de particules cloud afin de reproduire l'accrétion d'un trou noir. Le taux d'accrétion est basé sur le modèle de Bondi-Hoyle-Lyttleton présenté dans la section 1.2 et adapté de la façon suivante :

$$\dot{M}_{\rm BHL} = \frac{4\pi\alpha G^2 M_{\rm BH}^2 \bar{\rho}}{(\bar{v}^2 + \bar{c}_{\rm s}^2)^{3/2}}$$
(2.9)

avec α un facteur amplificateur sans dimension, $M_{\rm BH}$ la masse de la particule sink, $\bar{\rho}$ la densité moyenne du gaz, \bar{v} la vitesse relative moyenne du gaz et $\bar{c}_{\rm s}$ la vitesse moyenne du son.

Le coefficient amplificateur α est utilisé lorsque la résolution est trop faible pour capter la structure fine du milieu interstellaire. Ce coefficient permet de compenser la prise compte dégradée de la densité du gaz et de la vitesse du son qui a pour effet de largement sous-estimer le taux d'accrétion. Il est défini selon les prescriptions de Booth et Schaye (2009), tel que $\alpha = (\rho/\rho_0)^2$ lorsque $\rho > \rho_0$, avec une densité seuil $\rho_0 = 0.1 \,\mathrm{H\,cm^{-3}}$ et $\alpha = 1$ lorsque $\rho \leq \rho_0$. Dans les simulations présentées au chapitre 3 ce coefficient amplificateur est activé.

Les grandeurs moyennées (densité, vitesse relative et vitesse du son) sont calculées en prenant en compte l'ensemble des particules cloud et en attribuant un poids w à la valeur de la grandeur considérée dans la cellule sous-jacente. Ce poids prend la forme :

$$w \propto \exp(-r^2/r_{\rm K}^2) \tag{2.10}$$

avec r la distance entre la particule cloud et la particule sink et $r_{\rm K}$ le rayon de Bondi-Hoyle-Lyttleton $r_{\rm BHL}$, borné en fonction de la résolution :

$$r_{\rm K} = \begin{cases} \Delta x/4 & \text{si } r_{\rm B} < \Delta x/4\\ 2\Delta x & \text{si } r_{\rm B} > 2\Delta x\\ r_{\rm BHL} & \text{autrement} \end{cases}$$
 (2.11)

Le rayon de Bondi-Hoyle-Lyttleton est ici défini par :

$$r_{\rm BHL} = \frac{2GM_{\rm BH}}{v^2 + c_{\rm s}^2} \tag{2.12}$$

avec v la vitesse relative du gaz et c_s la vitesse du son dans la cellule contenant la particule sink.

Le taux d'accrétion est néanmoins limité au taux d'Eddington $\dot{M}_{\rm Edd}$ (voir section 1.2). Le taux d'accrétion ainsi calculé détermine une quantité de gaz accrétée par pas de temps, dont une fraction identique va être ajoutée à chacune des particules cloud et retirée de la cellule qui l'héberge. La quantité de gaz retirée d'une cellule est bridée à 75% de son contenu initial afin d'éviter les instabilités numériques liées à une densité très basse et surtout très localisée. La masse de la particule sink est finalement obtenue en sommant les masses de toutes ses particules cloud.

Friction dynamique

Lorsque la friction dynamique n'est pas résolue, la dynamique du trou noir n'est plus liée à la distribution de matière et peut être extrêmement sensible aux perturbations extérieures, amenant la particule sink à se balader dans le puits de potentiel, voir à s'en échapper.

Le modèle pour la friction dynamique du gaz utilisé dans RAMSES est basé sur les travaux d'Ostriker (1999) présentés dans la section 1.4. La force appliquée sur la particule sink est :

$$F_{\rm DF} = f_{\rm gas} \alpha \frac{4\pi (GM_{\rm BH})^2 \bar{\rho}}{\bar{c}_{\rm s}^2} \tag{2.13}$$

avec $f_{\rm gas}$ un facteur de correction compris entre 0 et 2, dépendant du nombre de Mach et α le facteur amplificateur déjà présent dans le modèle d'accrétion et activé dans les simulations présentées au chapitre 3.

Le modèle pour la friction dynamique de la matière non-collisionnelle a été implémenté par Pfister et al. (2019) sur la base de la formule de Chandrasekhar (1943). Cette formule étant valable pour des particules de masse similaire la friction dynamique est calculée séparément pour les étoiles ou à la matière noire. Les valeurs de masse et de vitesse des particules sont évaluées par l'intermédiaire du nuage de particules cloud de rayon $4\Delta x$.

Évolution du spin lors de l'accrétion

Le spin des trous noirs est pris en compte dans les particules sink et évolue lors des phases d'accrétion selon le modèle développé par Dubois et al. (2014b).

La magnitude a du spin évolue entre les temps n et n+1 selon les prescriptions de Bardeen (1970) :

$$a^{n+1} = \frac{1}{3} \frac{r_{\text{isco}}^{1/2}}{M_{\text{ratio}}} \left[4 - \left(3 \frac{r_{\text{isco}}}{M_{\text{ratio}}^2} - 2 \right)^{1/2} \right]$$
 (2.14)

avec $M_{\rm ratio} = M_{\rm BH}^{n+1}/M_{\rm BH}^n$ le ratio entre les masses de la particule sink aux temps n+1 et $n, r_{\rm isco} = 2R_{\rm isco}/R_{\rm Sch}, R_{\rm isco}$ le rayon de la dernière orbite circulaire stable et $R_{\rm Sch}$ le rayon de Schwarzschild.

Cette formule n'est cependant valable que dans les cas où le spin du trou noir et le moment angulaire du gaz accrété sont parfaitement alignés ou anti-alignés. C'est une hypothèse raisonnable si on considère l'effet Bardeen–Petterson, interaction entre la précession relativiste de Lense-Thirring et la viscosité (Liska et al. 2019). Néanmoins pour calculer a il est nécessaire de déterminer la configuration co-rotative ou contre-rotative du gaz car cela impacte la valeur du rayon de la dernière orbite circulaire stable $R_{\rm isco}$. Le critère utilisé est basé sur les travaux de King et al. (2005) et dépend de la valeur de l'angle θ entre le moment angulaire du trou noir $\vec{J}_{\rm BH}$ et le moment angulaire du disque d'accrétion $\vec{J}_{\rm disc}$: lorsque $\cos\theta \geq -J_{\rm disc}/2J_{\rm BH}$ les moments angulaires sont considérés parfaitement alignés et lorsque $\cos\theta < -J_{\rm disc}/2J_{\rm BH}$ ils sont considérés parfaitement anti-alignés. La magnitude $J_{\rm disc}$ du moment angulaire du disque d'accrétion est calculée en se basant sur le modèle des disques d'accrétion minces de Shakura et Sunyaev (1973).

L'orientation du spin évolue entre les temps n et n+1 selon la formule :

$$\vec{J}_{\rm BH}^{n+1} = \vec{J}_{\rm BH}^n + \vec{J}_{\rm disc}$$
 (2.15)

L'orientation du moment angulaire du disque d'accrétion $\vec{J}_{\rm disc}$ est issue de la simulation et provient du gaz dans les cellules au voisinage direct de la particule sink.

Fusion des particules sink et spin résultant

Les particules sink fusionnent lorsque la distance les séparant est inférieure à $4\Delta x$ et que leur vitesse relative est inférieure à la vitesse de libération de la binaire. La masse est conservée et le spin évolue selon le modèle analytique de Rezzolla et al. (2008) :

$$\vec{a} = \frac{1}{(1+q)^2} (\vec{a}_1 + \vec{a}_2 q^2 + \vec{l}q)$$
 (2.16)

avec \vec{a}_1 et \vec{a}_2 les spins des trous noirs primaire et secondaire respectivement, $q = M_2/M_1$ leur ratio de masse, $\vec{l} = (\vec{L} - \vec{J}_{\rm gw})/M_1M_2$, \vec{L} le moment angulaire orbital et $\vec{J}_{\rm gw}$ le moment angulaire emporté par les ondes gravitationnelles.

2.3.5 Rétroaction des noyaux actifs de galaxie

Le modèle de rétroaction des noyaux actifs de galaxie, développé par Dubois et al. (2012), considère deux modes distincts, un mode quasar avec une injection d'énergie thermique et un mode radio avec une injection d'énergie cinétique.

Globalement une énergie $\dot{E}_{\rm AGN}$ est déposée dans le gaz autour de la particule sink :

$$\dot{E}_{AGN} = \epsilon_f L_r = \epsilon_f \epsilon_r \dot{M}_{BH} c^2 \tag{2.17}$$

avec ϵ_f un paramètre libre qui caractérise la fraction d'énergie rayonnée $L_{\rm r}$ libérée dans le gaz environnant. Les valeurs couramment utilisés sont $\epsilon_f = 0.15$ pour le mode quasar et $\epsilon_f = 1$ pour le mode radio, calibrées sur les relations locales $M_{\rm BH} - M_{\rm bulbe}$ (Dubois et al. 2012).

La distinction entre le mode quasar et le mode radio dépend du taux d'accrétion et est basée sur les prescriptions de Merloni et Heinz (2008) : pour un taux d'accrétion $\dot{M}_{\rm BH} > 0.01 \dot{M}_{\rm Edd}$ le mode quasar est actif et pour un taux d'accrétion $\dot{M}_{\rm BH} \leq 0.01 \dot{M}_{\rm Edd}$ c'est le mode radio.

Dans le mode quasar, l'énergie est libérée sous forme d'énergie thermique uniformément répartie dans une sphère de rayon r_{AGN} .

Dans le mode radio, masse, quantité de mouvement et énergie sont déposées dans un cylindre symétrique par rapport à la particule sink et aligné avec son spin, avec un rayon et une demi-hauteur égal à $r_{\rm AGN}$. Ce flux de matière a une vitesse de $10^4 \, {\rm km \, s^{-1}}$.

Le paramètre $r_{\rm AGN}$ qui défini le rayon de la bulle en mode quasar ou la demi-hauteur du jet en mode radio est un paramètre libre qui est fixé à la taille d'un élément de résolution Δx dans les simulations présentées ici, en accord avec la calibration proposée par Dubois et al. (2012).

Ce modèle est assez simplifié et néglige un certain nombre de processus tels que l'émission de rayon X mous et une éventuelle émission radio dans le mode quasar, les rayons cosmiques et les forts champs magnétiques qui peuvent avoir un effet non négligeable dans le mode radio ou encore une différence entre la transition radio-quasar et la transition quasar-radio du fait de l'évolution du disque d'accrétion. Néanmoins il reproduit correctement les observations de coévolution des trous noirs avec leur galaxies hôtes (Dubois et al. 2012).

2.4 Modèles pour le milieu turbulent

2.4.1 Solveur magnétohydrodynamique

Dans les simulations de friction dynamique en milieu turbulent présentées dans le chapitre 4, le gaz suit les équations de la magnétohydrodynamique (MHD) idéale. Les équations de conservation de l'hydrodynamique classique sont modifiées par un terme de pression magnétique dans l'équation du moment et un terme de tension magnétique dans l'équation de l'énergie. A cela s'ajoute l'équation d'induction qui détermine le transport du champ magnétique par le fluide. Le forçage turbulent détaillé dans la section 2.4.3 apparaît dans les termes sources à travers la force \vec{f} :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \\ \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \vec{v} \otimes \vec{v} + P_{\text{tot}} \mathbb{I} - \frac{\vec{B} \otimes \vec{B}}{4\pi} \right) = -\rho \nabla \Phi + \rho \vec{f} \\ \frac{\partial e_{\text{tot}}}{\partial t} + \nabla \cdot \left((e_{\text{tot}} + P_{\text{tot}}) \vec{v} - \frac{(\vec{v} \cdot \vec{B}) \vec{B}}{4\pi} \right) = -\rho \vec{v} \cdot \nabla \Phi + \rho^2 \Lambda + \rho \vec{f} \cdot \vec{v} \\ \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \vec{\nabla} \wedge (\vec{v} \wedge \vec{B}) = 0 \end{cases}$$

$$(2.18)$$

avec \vec{B} le vecteur champ magnétique, $P_{\rm tot}$ la pression totale (pression thermique du gaz P et pression magnétique $P_{\rm mag} = B^2/8\pi$), $e_{\rm tot}$ l'énergie totale (énergie interne, énergie cinétique et énergie magnétique $e_{\rm mag} = P_{\rm mag} = B^2/8\pi$) par unité de volume et \vec{f} la force spécifique appliquée pour la turbulence.

Dans RAMSES ces équations sont résolues par le solveur MHD développé par Fromang, Hennebelle et Teyssier (2006), également basé sur un schéma de Godunov du deuxième ordre mais utilisant le solveur de Riemann HLLD (Harten-Lax-Van Leer-Discontinuities) développé par Miyoshi et Kusano (2005) qui tient compte des sept ondes caractéristiques pour la solution du problème MHD.

L'équation d'induction est résolue en utilisant l'algorithme de transport contraint qui assure la conservation de la divergence magnétique (Yee 1966; Evans et Hawley 1988; Teyssier, Fromang et Dormy 2006). Le champ magnétique doit répondre à la contrainte physique $\nabla \cdot \vec{B} = 0$. Le champ magnétique est calculé à partir du champ électrique à partir de $\partial \vec{B}/\partial t = -\vec{\nabla} \wedge \vec{E}$. On a

alors $\partial(\nabla \cdot \vec{B})/\partial t = -\nabla \cdot (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) = 0$, ce qui assure que la divergence du champ magnétique reste nulle si elle est initialement nulle.

2.4.2 Chauffage et refroidissement radiatifs du gaz

Dans les simulations en milieu turbulent présentées dans le chapitre 4, le refroidissement en-dessous de $10^4\,\mathrm{K}$ suit le modèle de Audit et Hennebelle (2005). L'hydrogène atomique y est décrit comme un milieu bi-phasique composé d'une phase chaude et diffuse (WNM) et d'une phase froide et dense (CNM) maintenues en équilibre dynamique par la turbulence.

2.4.3 Injection de turbulence

Afin de reproduire les conditions hautement turbulentes rencontrées lors d'une fusion de galaxies, on utilise un modèle d'injection de turbulence dans le milieu gazeux.

Ce modèle a été introduit par Commerçon, Marcowith et Dubois (2019) sur la base des travaux de Schmidt et al. (2009) et Federrath et al. (2010). De l'énergie cinétique est injectée sous la forme d'une force de forçage turbulent générée dans l'espace de Fourier selon le processus d'Ornstein-Uhlenbeck (Eswaran et Pope 1988; Schmidt, Niemeyer et Hillebrandt 2006). Ce processus permet de modéliser un terme de forçage aléatoire variable dans le temps et l'espace et de contrôler le temps d'auto-corrélation. Il consiste en une équation différentielle stochastique décrivant l'évolution du terme de forçage dans l'espace de Fourier à travers un terme de diffusion et un terme de dérive temporelle.

Le terme de diffusion est composé de l'amplitude $f_0(\vec{k})$ qui prend une forme parabolique caractérisée par son nombre d'onde $k_{\rm turb}$ et son spectre de puissance $1-(k-k_{\rm turb})^2$, d'un incrément aléatoire gaussien ajouté au champ vectoriel et d'un opérateur de projection qui défini la répartition entre les modes solénoïdal (sans divergence) et compressif (sans rotation) dans le champ de vitesse. Les simulations du chapitre 4 adoptent le ratio naturel, 1/3 pour le mode compressif ou longitudinal et 2/3 pour le mode solénoïdal ou transversal.

Le terme de dérive temporelle modélise la décroissance exponentielle de l'auto-corrélation du champ de force. Dans les simulations du chapitre 4 le temps d'auto-corrélation est fixé à $0.6\,\mathrm{Myr}$.

Chapitre 3

Fusion de galaxies et de leurs trous noirs

${\bf Sommaire}$

3.1	Description des simulations	38
3.2	Présentation des résultats	41
3.3	Fiabilité des résultats	51
3.4	Stochasticité des phénomènes étudiés	55
3.5	Problème des trous noirs éjectés de la galaxie	60

Ce projet avait pour objectif d'étudier l'évolution du spin des trous noirs lors d'une fusion de galaxies et l'impact de la configuration orbitale, du ratio de masse initial ou des spins initiaux des trous noirs sur cette évolution. Si certaines simulations ont permis de retrouver une évolution cohérente de la fusion en accord avec des travaux antérieurs (section 3.3), on observe néanmoins une certaine disparité des résultats (section 3.4), voire quelques résultats assez peu physiques (section 3.5). La dynamique des trous noirs en milieu gazeux turbulent s'est révélée être un point sensible lors de ces simulations et a fait l'objet d'une étude spécifique présentée dans le chapitre 4.

3.1 Description des simulations

Les simulations présentées ici sont des simulations idéalisées de fusion de galaxies à disques. On peut ainsi contrôler les conditions initiales et choisir les caractéristiques des galaxies et de leurs paramètres orbitaux.

Les conditions initiales sont crées avec le code DICE (Disc Initial Conditions Environment, développé par Perret 2014) qui permet de définir les différents constituants des galaxies (halo de matière noire, disque gazeux, disque stellaire et bulbe) et les paramètres de l'orbite de la trajectoire de rencontre.

Les galaxies ont un rapport de masse initial de 4 :1, situant leur fusion à la limite entre fusions majeure et mineure. On qualifie de primaire la galaxie la plus massive et de secondaire la galaxie la moins massive (ainsi que leur halo ou leur trou noir).

Les masses du viriel M_{200} des halos primaire et secondaire sont $2\,10^{11}~\rm M_{\odot}$ et $5\,10^{10}~\rm M_{\odot}$ respectivement. Étant donné le cadre cosmologique choisi le rayon du viriel r_{200} est donné par :

$$r_{200} = \left(\frac{GM_{200}H^2(z)}{100}\right)^{1/3} \tag{3.1}$$

avec $H^2(z)=H_0^2(\Omega_{\rm m}(1+z)^3+\Omega_{\rm k}(1+z)^2+\Omega_{\Lambda})$ le paramètre de Hubble en fonction du redshift.

On se place dans le cadre du modèle cosmologique standard Λ CDM avec une constante de Hubble $H_0=67.8$, une densité d'énergie noire $\Omega_{\Lambda}=0.692$, une densité de matière noire $\Omega_{\rm m}=0.308$ et une courbure spatiale $\Omega_{\rm k}$ nulle. Les galaxies sont initialisées en considérant un redshift z=3. Les rayons du viriel sont alors $45.1\,\rm kpc$ pour le halo primaire et $28.4\,\rm kpc$ pour le halo secondaire.

La vitesse de rotation V_{200} au rayon du viriel est obtenue en appliquant :

$$V_{200} = \sqrt{\frac{GM_{200}}{r_{200}}} \tag{3.2}$$

Elle a pour valeur $138 \,\mathrm{km}\,\mathrm{s}^{-1}$ pour le halo primaire et $87 \,\mathrm{km}\,\mathrm{s}^{-1}$ pour le halo secondaire.

La masse du halo de matière noire correspond à une fraction de 0.976 de la masse du viriel, fraction basée sur les modèles empiriques de Moster, Naab et White (2013) et Behroozi, Wechsler et Conroy (2013) pour le ratio entre la masse stellaire et la masse du halo. Le halo de matière noire est défini par un profil de Navarro-Frenk-White (Navarro, Frenk et White 1996) avec un paramètre de concentration c=4 en accord avec les simulations de matière noire de Diemer et Kravtsov (2015) et Dutton et Macciò (2014). La densité $\rho(r)$ de matière noire évolue donc en fonction du rayon r selon :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} \tag{3.3}$$

avec $r_{\rm s}$ le rayon caractéristique tel que $c=r_{200}/r_{\rm s}$ et ρ_0 la densité centrale.

Le disque gazeux correspond à 50% de la masse de matière baryonique (soit $2.4\,10^9~{\rm M}_\odot$ pour la galaxie primaire et $6\,10^8~{\rm M}_\odot$ pour la galaxie secondaire) et le disque stellaire à 33% (soit $1.6\,10^9~{\rm M}_\odot$ pour la galaxie primaire et $4\,10^8~{\rm M}_\odot$ pour la galaxie secondaire). Les disques sont définis par un profil de densité $\rho(r,z)$ fonction du rayon r et de l'altitude z qui est le produit d'une fonction exponentielle par une fonction sécante hyperbolique :

$$\rho(r,z) = \frac{M_{\rm d}}{2\pi z_{\rm s}^2} \exp\left(-\frac{r}{r_{\rm s}}\right) \operatorname{sech}\left(-\frac{z}{z_{\rm s}}\right)$$
(3.4)

avec $M_{\rm d}$ la masse du disque, $r_{\rm s}$ le rayon caractéristique du disque ($r_{\rm s}=1.28\,{\rm kpc}$ pour la galaxie primaire et $r_{\rm s}=0.8\,{\rm kpc}$ pour la galaxie secondaire) et $z_{\rm s}$ sa hauteur caractéristique (égale à 10% du rayon caractéristique dans le cas présent d'un facteur d'aplatissement égal à 0.1).

Le bulbe stellaire a une masse correspondant à 17% de la masse de matière baryonique (soit $8\,10^8~M_\odot$ pour la galaxie primaire et $2\,10^8~M_\odot$ pour la galaxie secondaire) et il est défini par un profil de Hernquist (Hernquist 1990) :

$$\rho(r) = \frac{M_{\rm b}}{2\pi} \frac{a}{r} \frac{1}{(r+a)^3} \tag{3.5}$$

avec $M_{\rm b}$ la masse du bulbe et a la longueur caractéristique qui a pour valeur $a=0.128\,{\rm kpc}$ pour la galaxie primaire et $a=0.08\,{\rm kpc}$ pour la galaxie secondaire.

Par ailleurs on définit une population d'étoiles jeunes dans le disque stellaire et le bulbe par l'intermédiaire d'un taux initial de formation stellaire. Ce taux est égal à $2\,\rm M_\odot\,yr^{-1}$ pour la galaxie primaire et $0.3\,\rm M_\odot\,yr^{-1}$ pour la galaxie secondaire dans le disque stellaire et $0.2\,\rm M_\odot\,yr^{-1}$ pour la galaxie primaire et $0.03\,\rm M_\odot\,yr^{-1}$ pour la galaxie secondaire dans le bulbe. Ces étoiles jeunes donneront les premières supernovæ lors du démarrage de la simulation et les taux ont été choisis relativement bas afin d'éviter qu'un pic d'explosion de supernovæ détruise les disques de gaz.

Ces galaxies sont très riches en gaz avec une fraction massique du gaz par rapport à l'ensemble de la matière baryonique de 50%, en accord avec les fractions de gaz moléculaire des galaxies à haut redshift observées par Tacconi et al. (2018) et Genzel et al. (2015).

Les trous noirs sont positionnés manuellement au centre de leur galaxie hôte avec une vitesse initiale telle que leur vitesse relative par rapport à leur galaxie hôte est nulle. Ils sont définis avec une masse initiale de $1.6\,10^6\,\mathrm{M}_\odot$ et $4\,10^5\,\mathrm{M}_\odot$ pour les galaxies primaire et secondaire respectivement, ce qui correspond à 0.2% de la masse du bulbe en accord la relation établie par Marconi et Hunt (2003). Leur spin initial est de 0.1. Aucun autre trou noir n'est autorisé à se former durant la simulation.

Le gaz suit l'équation d'état d'un gaz monoatomique avec un indice adiabatique $\gamma = 5/3$ et un poids moléculaire moyen $\mu = 1.4$. Le milieu intergalactique est initialisé avec une densité très faible de 10^{-6} part/cm³ afin d'en minimiser l'effet.

L'orbite de rencontre est parabolique (excentricité =1) avec une distance initiale de 50 kpc (environ 70 % de la somme des rayons du viriel) et une distance au péricentre de 7 kpc (15 % du rayon du viriel de la galaxie primaire). Les orbites paraboliques sont les plus fréquentes dans les simulations cosmologiques s'intéressant à la formation des galaxies (Benson 2005).

Les configurations orbitales qui ont été étudiées sont définies par :

- Prograde: les deux galaxies sont coplanaires avec l'orbite et ont une rotation prograde,
- Retro sec : les deux galaxies sont coplanaires avec l'orbite, la galaxie primaire a une rotation prograde et la secondaire une rotation rétrograde,
- Retro prim : les deux galaxies sont coplanaires avec l'orbite, la galaxie primaire a une rotation rétrograde et la secondaire une rotation prograde,
- Retro : les deux galaxies sont coplanaires avec l'orbite et ont une rotation rétrograde.

La boite de simulation mesure 400 kpc de coté avec une résolution maximale de 25 pc. Les résultats sont enregistrés tous les 5 Myr pour les galaxies et tous les 25 kyr pour les trous noirs. Ces simulations ont été réalisées grâce aux serveurs de calcul du CINES (Occigen) et du CEA (Irene). Une simulation est parallélisée sur 256 cœurs et le calcul prend environ une semaine.

Dans le cadre de ce projet pas loin de 80 simulations ont été effectuées, une bonne partie pour tester la robustesse des calculs et la dispersion des résultats dues aux effets stochastiques du gaz. Ce sont essentiellement ces simulations que je vais présenter ici. D'autres simulations explorent l'espace des paramètres et étudient certaines variations des conditions initiales décrites ci-dessus, telles que le ratio de masse des galaxies, les spins initiaux des trous noirs ou l'angle entre les moments angulaires des galaxies et celui de l'orbite de rencontre.

3.2 Présentation des résultats

Je vais présenter en détail une simulation de la fusion des deux galaxies en rotation prograde avec leur orbite. Les figures 3.1 et 3.2 montrent les étapes clés de cette rencontre à travers des images de la densité du gaz et de la masse des étoiles. Ces images sont des projections sur l'ensemble du domaine de la simulation, pondérées respectivement par la densité du gaz et par la masse des étoiles. Pour chaque étape présentée, la colonne de gauche représente la densité du gaz sur une échelle de $10^{-4}\,\mathrm{m_p}\,\mathrm{cm^{-3}}$ à $50\,\mathrm{m_p}\,\mathrm{cm^{-3}}$ (avec $\mathrm{m_p}$ la masse du proton) et la colonne de droite, la masse des étoiles sur une échelle de $3\,10^3\,\mathrm{M_\odot}$ à $5\,10^7\,\mathrm{M_\odot}$. L'axe de l'orbite est l'axe z, sur les images du haut les galaxies sont vues de profil selon un axe perpendiculaire à l'axe de l'orbite et sur les images du bas elles sont vues de face selon un axe parallèle à l'axe de l'orbite. Les points noirs (initialement au centre des galaxies) donnent la position des trous noirs. Ils ne sont bien sûr pas à l'échelle. Les images sont des zooms de $100\,\mathrm{kpc}$ en x, $80\,\mathrm{kpc}$ en y et $40\,\mathrm{kpc}$ en z, centrés sur un point à mi-chemin entre les deux trous noirs ou sur le trou noir résultant de la fusion.

Les étapes présentées dans ces figures sont :

- les deux galaxies en équilibre dynamique avant toute perturbation gravitationnelle (30 Myr) : figure 3.1 en haut à gauche,
- la galaxie secondaire se déforme sous les effets gravitationnels de la galaxie primaire (100 Myr) : figure 3.1 en haut à droite,
- le premier péricentre à 200 Myr : figure 3.1 au milieu à gauche,
- la déformation des disques, le gaz qui s'étire entre les 2 galaxies et l'éjection verticale de gaz (320 Myr) : figure 3.1 au milieu à droite,

- les galaxies s'ouvrent et développent des bras qui s'enroulent autour des centres très denses (450 Myr) : figure 3.1 en bas à gauche,
- le premier apocentre à 630 Myr : figure 3.1 en bas à droite,
- le deuxième péricentre à 1.16 Gyr : figure 3.2 en haut à gauche,
- le deuxième apocentre à 1.28 Gyr : figure 3.2 en haut à droite,
- la forte éjection verticale du gaz après les pics de formation d'étoiles et d'accrétion du trou noir secondaire (1.38 Gyr) : figure 3.2 au milieu à gauche,
- le troisième apocentre à 1.50 Gyr. Le trou secondaire évolue dans une région à faible densité de gaz : figure 3.2 au milieu à droite,
- les disques stellaires ont fusionné (1.65 Gyr) : figure 3.2 en bas à gauche,
- juste après la fusion des trous noirs à 1.79 Gyr : figure 3.2 en bas à droite.

Les figures 3.3 et 3.4 suivent l'évolution des principales grandeurs caractéristiques des trous noirs et de leurs galaxies hôtes lors de cette fusion. La figure 3.3 présente l'évolution en masse des différents constituants des galaxies tandis que la figure 3.4 montre l'évolution des moments angulaires des trous noirs et du gaz. Tous les graphiques sont fonction du temps et montrent l'évolution de la fusion sur une période de presque 2 Gyr, depuis le début de la simulation lorsque les galaxies sont distantes de 50 kpc et non liées gravitationnellement jusqu'à la fin de la simulation un peu après la fusion des trous noirs. Dans ces deux figures la première colonne concerne le trou noir et la galaxie secondaires (en rouge), la deuxième colonne le trou noir et la galaxie primaires (en bleu). La première ligne reprend dans chaque cas la distance séparant les trous noirs primaire et secondaire avec les 3 premiers péricentres et la coalescence des trous noirs repérés par une ligne pointillée verticale. Ce graphique est reproduit pour chaque trou noir afin de permettre une meilleure visualisation de l'évolution des grandeurs caractéristiques en fonction de la phase de la fusion en cours.

Les graphiques de la figure 3.3 suivent l'évolution de :

- la masse des trous noirs (en M_{\odot}) sur la $2^{i\text{ème}}$ ligne,
- le taux d'accrétion (Bondi) des trous noirs, comparé au taux d'Eddington (en $M_{\odot} \, yr^{-1}$) sur la $3^{i em}$ ligne,
- le taux de formation d'étoiles autour des trous noirs dans des sphères de $0.1\,\mathrm{kpc}$, $1\,\mathrm{kpc}$ et $10\,\mathrm{kpc}$ de rayon et dans l'ensemble du domaine de simulation (courbe noire) (en $\mathrm{M}_{\odot}\,\mathrm{yr}^{-1}$) sur la $4^{\mathrm{ième}}$ ligne,
- la masse totale de gaz autour des trous noirs dans des sphères de $0.1\,\mathrm{kpc}$, $1\,\mathrm{kpc}$ et $10\,\mathrm{kpc}$ de rayon (en M_\odot) sur la $5^\mathrm{i\`{e}me}$ ligne.

CHAPITRE 3. FUSION DE GALAXIES ET DE LEURS TROUS NOIRS

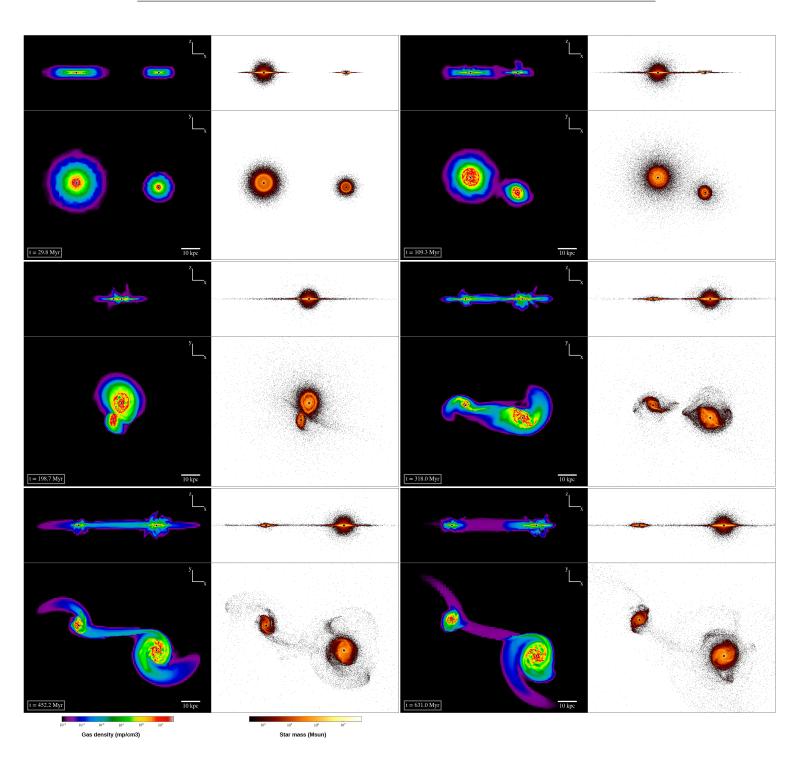


FIGURE 3.1 – Pour chaque image, projections de la densité de gaz (à gauche) et de la masse d'étoiles (à droite). Image en haut à gauche : Les deux galaxies avant toute perturbation à 30 Myr. Image en haut à droite : La galaxie secondaire subit les effets de marée de la galaxie primaire (100 Myr). Image au milieu à gauche : Premier péricentre à 200 Myr. Image au milieu à droite : Déformation des disques et éjection verticale de gaz (320 Myr). Image en bas à gauche : Bras gazeux autour des centres galactiques très denses (450 Myr). Image en bas à droite : Premier apocentre à 630 Myr.

CHAPITRE 3. FUSION DE GALAXIES ET DE LEURS TROUS NOIRS

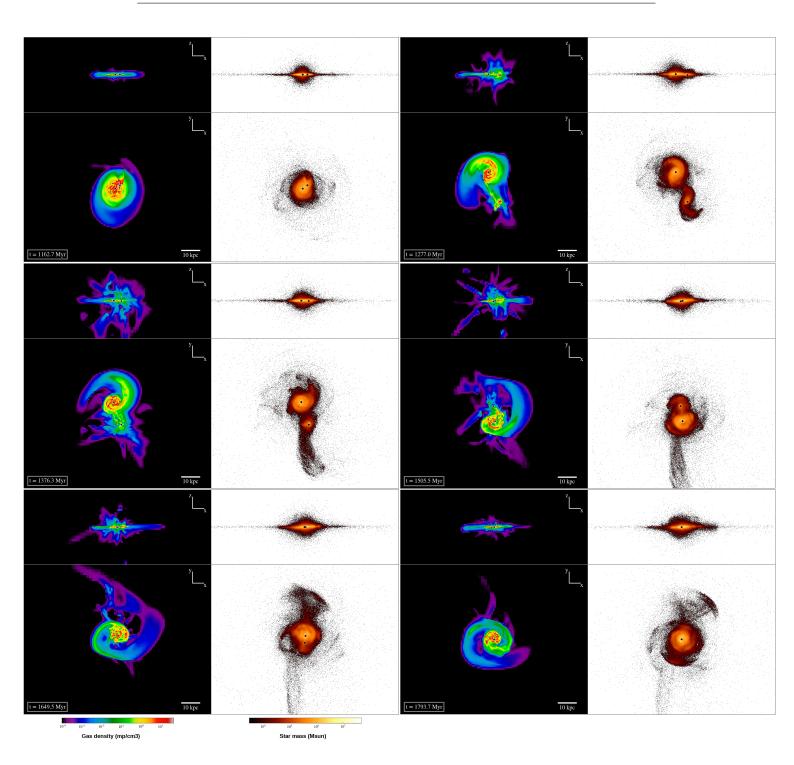


FIGURE 3.2 – Pour chaque image, projections de la densité de gaz (à gauche) et de la masse d'étoiles (à droite). Image en haut à gauche : Deuxième péricentre à 1.16 Gyr. Image en haut à droite : Deuxième apocentre à 1.28 Gyr. Image au milieu à gauche : Forte éjection verticale de gaz (1.38 Gyr). Image au milieu à droite : Troisième apocentre. Trou noir secondaire largement privé de gaz (1.50 Gyr). Image en bas à gauche : Fusion des disques stellaires (1.65 Gyr). Image en bas à droite : Fusion des trous noirs à 1.79 Gyr.

Les graphiques de la figure 3.4 suivent l'évolution de :

- la magnitude du spin des trous noirs sur la 2^{ième} ligne,
- l'orientation du spin des trous noirs à travers ses projections sur les axes x, y et z sur la $3^{\text{ième}}$ ligne,
- les projections selon x, y et z du vecteur directeur du moment angulaire du gaz dans le disque d'accrétion des trous noirs, à savoir le nuage de particules cloud entourant la particule sink sur la $4^{\text{ième}}$ ligne,
- la magnitude du moment angulaire du gaz dans des couronnes d'épaisseur 200 pc centrées sur les trous noirs, entre 0 et 200 pc, 200 pc et 400 pc, 400 pc et 600 pc, 600 pc et 800 pc puis 800 pc et 1000 pc (en kpc km s⁻¹) sur la $5^{\text{ième}}$ ligne.

Le début de la simulation correspond à une phase d'initialisation, les galaxies se mettent en rotation jusqu'à atteindre leur équilibre dynamique (figure 3.1 en haut à gauche à 30 Myr). Initialement distantes de 50 kpc, elles suivent leurs trajectoires sur l'orbite de rencontre parabolique pré-définie.

Dans la galaxie secondaire on assiste à un afflux de gaz dans la zone centrale de la galaxie, visible dans la sphère de rayon inférieur à 0.1 kpc (figure 3.3 ligne 5 à gauche) et parallèlement à un pic de formation d'étoiles (figure 3.3 ligne 4 à gauche) et d'accrétion du trou noir (figure 3.3 ligne 3 à gauche). La masse du trou noir augmente d'environ 2% entre 35 et 100 Myr (figure 3.3 ligne 2 à gauche) et son spin passe de 0.1 à 0.15 (figure 3.4 ligne 2 à gauche). Entre 75 et 135 Myr on peut voir des éjections de gaz sur environ 5 kpc dans le plan perpendiculaire au disque de la galaxie secondaire (figure 3.1 en haut à droite à 110 Myr), potentiellement dues aux explosions de supernovæ.

La galaxie secondaire commence à subir l'influence gravitationnelle de la galaxie primaire et dès 50-60 Myr sa déformation devient visible. On peut visualiser sa forme allongée par les effets de marée sur la figure 3.1 en haut à droite à 110 Myr alors que les disques de gaz amorcent un contact. Les disques gazeux commencent à interagir tandis que les disques stellaires sont encore bien distincts. Les disques stellaires viennent en contact autour de 180 Myr, le disque primaire est alors légèrement déformé mais le disque secondaire est déjà très elliptique.

Le passage au premier péricentre a lieu un peu avant 200 Myr (figure 3.1 au milieu à gauche) et les trous noirs sont alors distants de 10 kpc environ. L'interaction entre les deux galaxies a déjà perturbé l'orbite parabolique et les deux galaxies sont liées gravitationnellement. Les galaxies continuent leur course et s'éloignent progressivement tout en continuant à subir leurs effets gravitationnels réciproques et à se déformer. La galaxie primaire conserve encore une forme circulaire avec une pointe allongée vers la galaxie secon-

daire mais la galaxie secondaire a perdu sa forme initiale et ressemble à un haricot très allongé. Les disques stellaires se séparent rapidement après le passage au péricentre mais les disques gazeux restent joints par un bras de gaz qui s'étend entre eux. Passé 220 Myr les disques gazeux et stellaire de la galaxie primaire commencent eux aussi à perdre leur forme et à s'allonger plus fortement dans la direction de la galaxie secondaire. On peut voir les disques très déformés à 320 Myr sur la figure 3.1 au milieu à droite. Les galaxies s'ouvrent et développent des bras qui s'enroulent autour des centres très denses (figure 3.1 en bas à gauche à 450 Myr).

Le premier apocentre est atteint à environ $630\,\mathrm{Myr}$ et les deux trous noirs sont alors distants de $50\,\mathrm{kpc}$ (figure 3.1 en bas à droite). Les deux galaxies se rapprochent ensuite lentement l'une de l'autre, les bras spiraux se referment et les galaxies retrouvent une forme de disque. Un mince filet de gaz relie toujours les galaxies bien que réduit. Tout au long de ce trajet entre le premier et le deuxième péricentres les disques gazeux sont le siège d'éjections de gaz perpendiculaires aux disques et pouvant atteindre $10\,\mathrm{kpc}$ de hauteur. Les disques gazeux entrent à nouveau en contact un peu avant $1.1\,\mathrm{Gyr}$, puis les disques stellaires $20-30\,\mathrm{Myr}$ après. Le choc est plus frontal et les régions centrales sont nettement plus perturbées cette fois-ci.

Jusqu'au deuxième péricentre l'évolution des grandeurs caractéristiques des galaxies est relativement stable. La répartition du gaz en fonction du rayon reste identique, aussi bien en terme de masse (figure 3.3 ligne 5 à gauche pour la galaxie secondaire et à droite pour la galaxie primaire) qu'en terme de moment angulaire (figure 3.4 ligne 5). La formation stellaire décroît faiblement avec une valeur globale moyenne un peu inférieure à $1 \,\mathrm{M}_{\odot} \,\mathrm{yr}^{-1}$. La formation d'étoiles est assez similaire entre les deux galaxies dans les zones centrales (< 100 pc) mais à l'échelle des galaxies, on a un taux de formation d'étoiles (SFR pour Star Formation Rate) 10 fois plus important dans la galaxie primaire que dans la galaxie secondaire (figure 3.3 ligne 4). Le taux d'accrétion des trous noirs est assez stable, autour de $10^{-5} \,\mathrm{M}_{\odot} \,\mathrm{yr}^{-1}$ pour le trou noir secondaire et autour de $10^{-4} \,\mathrm{M}_{\odot} \,\mathrm{yr}^{-1}$ pour le trou noir primaire, inférieur à 1% du taux d'Eddington (figure 3.3 ligne 3). Au deuxième péricentre la masse des trous noirs a augmenté d'environ 4% (figure 3.3 ligne 2) et le spin a atteint une valeur de 0.18 pour le trou noir secondaire et de 0.2 pour le trou noir primaire (figure 3.4 ligne 2). Le moment angulaire du gaz accrété a la même orientation que le spin des trous noirs (figure 3.4 ligne 4) et par conséquent les trous noirs conservent la même orientation de spin (figure 3.4 ligne 3).

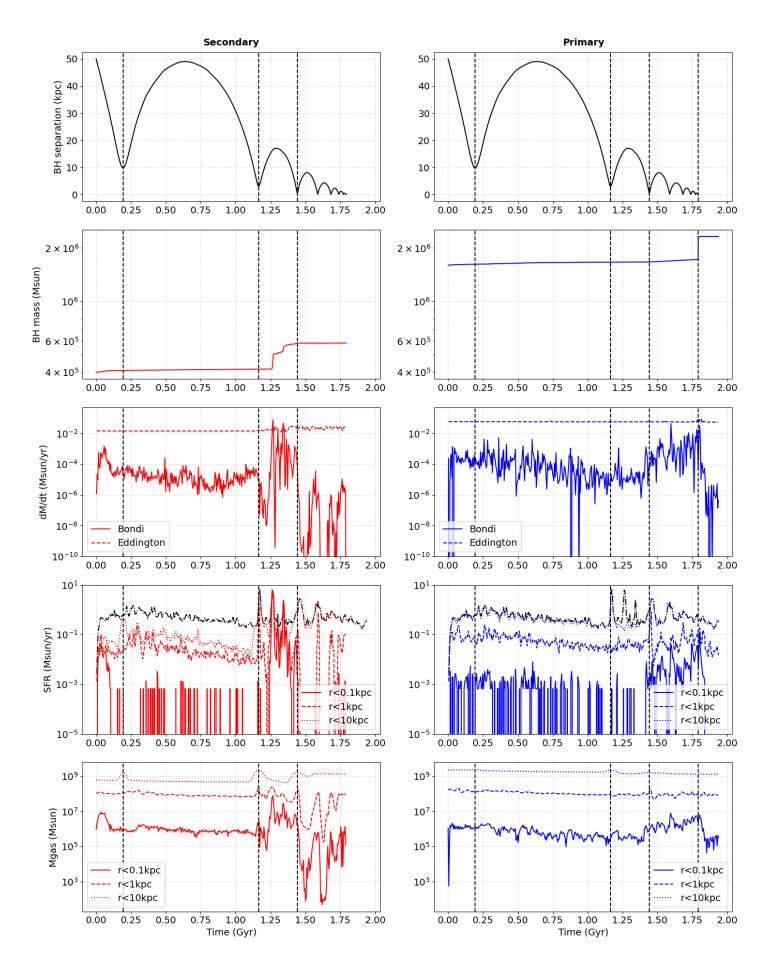


FIGURE 3.3 – Évolution temporelle des trous noirs secondaire (à gauche) et primaire (à droite). Ligne 1 : séparation des trous noirs. Ligne 2 : masse des trous noirs. Ligne 3 : taux d'accrétion de Bondi et d'Eddington. Ligne 4 : taux de formation stellaire dans des sphères centrées sur les trous noirs, de rayons 0.1 kpc, 1 kpc et 10 kpc. Ligne 5 : masse du gaz dans les mêmes sphères.

Le deuxième péricentre est atteint vers 1.16 Gyr et les trous noirs sont alors distants d'environ 3 kpc (figure 3.2 en haut à gauche). Les trous noirs passent ensuite par une série d'apocentres / péricentres beaucoup plus rapprochés, spatialement et temporellement. Le deuxième apocentre se situe vers 1.3 Gyr (figure 3.2 en haut à droite). Les disques stellaires sont encore distincts et disjoints mais le disque gazeux de la galaxie secondaire s'est désagrégé et apparaît plutôt comme une extension du disque de la galaxie primaire. Le troisième péricentre a lieu vers 1.44 Gyr. A partir de 1.6 Gyr les disques stellaires sont confondus même lorsque les trous noirs s'éloignent (figure 3.2 au milieu à droite à 1.65 Gyr).

Au deuxième péricentre un afflux de gaz vers le trou noir secondaire s'amorce, d'abord visible à une échelle de 10 kpc puis progressant vers le trou noir pour atteindre la région proche des 100 pc aux environs de 1.25 Gyr (figure 3.3 ligne 5 à gauche). Le gaz perd une part non négligeable de son moment angulaire lors de cet afflux vers le trou noir (figure 3.4 ligne 5 à gauche). La région des 100 pc autour du trou noir secondaire devient la principale zone de formation d'étoile (figure 3.3 ligne 4 à gauche, le SFR dans la sphère de rayon 0.1 kpc autour du trou noir est quasiment égal au SFR total). L'accrétion du trou noir secondaire est stimulée et atteint la limite d'Eddington (figure 3.3 ligne 3 à gauche). Le trou noir accroît brutalement sa masse à plus de $5\,10^5\,\mathrm{M}_\odot$, soit plus de 20% d'augmentation lors de cet événement à 1.25 Gyr (figure 3.3 ligne 2 à gauche). A ce moment le spin augmente jusqu'à 0.6 (figure 3.4 ligne 2 à gauche). L'orientation du moment angulaire du gaz accrété est maintenant très chaotique avec des variations rapides (figure 3.4 ligne 4 à gauche) et l'orientation du spin du trou noir se trouve modifiée, s'alignant ponctuellement plutôt selon l'axe y (figure 3.4 ligne 3 à gauche).

Après ce pic d'accrétion la masse du trou noir secondaire continue de croître à un rythme rapide, jusqu'à environ $5.8\,10^5\,\mathrm{M}_\odot$, soit une augmentation d'environ 45% sur l'ensemble de la simulation (figure 3.3 ligne 2 à gauche). Son spin se stabilise à environ 0.5 (figure 3.4 ligne 2 à gauche). La formation d'étoiles reste également élevée (figure 3.3 ligne 4 à gauche). Le gaz est extrêmement perturbé et il est éjecté verticalement et dans le plan sur des distances de plus de $20\,\mathrm{kpc}$, comme on peut le voir sur la figure 3.2 au milieu à gauche à $1.38\,\mathrm{Gyr}$.

Après le troisième péricentre (vers $1.44\,\mathrm{Gyr}$) la quantité de gaz disponible autour du trou noir secondaire chute drastiquement (figure 3.3 ligne 5 à gauche), la formation d'étoiles (figure 3.3 ligne 4 à gauche) et l'accrétion du trou noir (figure 3.3 ligne 3 à gauche) sont stoppées. On constate visuellement une faible densité de gaz, entre 10^{-3} et $10^{-2}\,\mathrm{mp\,cm^{-3}}$, autour du trou noir secondaire par exemple lors du troisième apocentre vers $1.5\,\mathrm{Gyr}$ (figure 3.2 au milieu à droite).

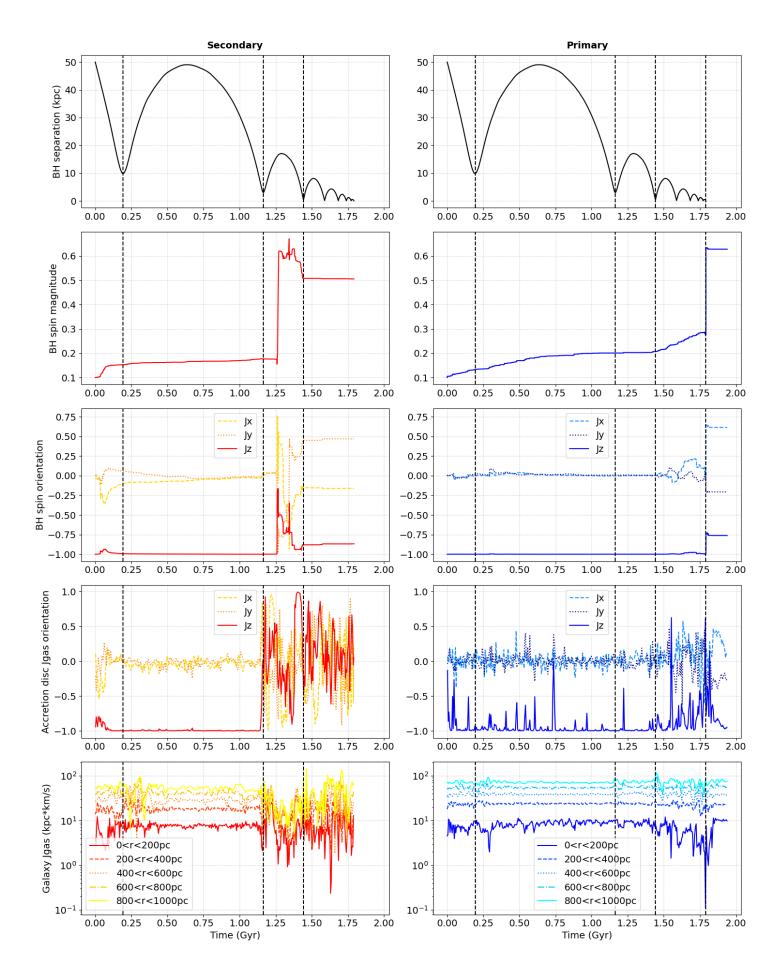


FIGURE 3.4 – Évolution temporelle des trous noirs secondaire (à gauche) et primaire (à droite). Ligne 1: séparation des trous noirs. Ligne 2: magnitude du spin des trous noirs. Ligne 3: projections du spins selon x, y et z. Ligne 4: orientation du moment angulaire du gaz selon x, y et z. Ligne 5: magnitude du moment angulaire du gaz dans des couronnes centrées sur les trous noirs, entre 0 et 200 pc, 200 pc et 400 pc, 400 pc et 600 pc, 600 pc et 800 pc puis 800 pc et 1000 pc.

Pendant ce temps le trou noir primaire poursuit la même évolution lente qu'il a depuis le début de la simulation. Après le troisième péricentre vers 1.44 Gyr un petit afflux de gaz dans la région proche des 100 pc (figure 3.3 ligne 5 à droite) stimule la formation d'étoiles dans cette région (figure 3.3 ligne 4 à droite) et l'accrétion du trou noir (figure 3.3 ligne 3 à droite). Sa masse augmente légèrement plus rapidement. Elle atteint une valeur de $1.72\,10^6\,\mathrm{M}_\odot$ avant la fusion des trous noirs, soit une augmentation de 7.5% depuis le début de la simulation (figure 3.3 ligne 2 à droite). Son spin aussi augmente plus rapidement après ce troisième péricentre et vaut presque 0.3 avant la fusion (figure 3.4 ligne 2 à droite). Le moment angulaire du gaz accrété est majoritairement parallèle au spin du trou noir (figure 3.4 ligne 4 à droite) et l'orientation du spin reste alignée avec l'axe z (figure 3.4 ligne 3 à droite).

Les trous noirs fusionnent finalement à presque $1.8\,\mathrm{Gyr}$ (figure $3.2\,\mathrm{en}$ bas à droite). Le trou noir final a une masse de $2.3\,10^6\,\mathrm{M}_\odot$ (figure $3.3\,\mathrm{ligne}$ 2 à droite) et un spin de 0.63 (figure $3.4\,\mathrm{ligne}$ 2 à droite). L'orientation du spin est modifiée par la fusion et prend un angle d'environ 40° par rapport à son orientation initiale selon l'axe z. Après la fusion la quantité de gaz proche du trou noir résultant est réduite (figure $3.3\,\mathrm{ligne}$ 5 à droite) et l'accrétion chute fortement (figure $3.3\,\mathrm{ligne}$ 3 à droite). Les disques gazeux et stellaire ont commencé à se réorganiser et les éjections de gaz ont quasiment disparues. La fin de la simulation montre un retour au calme progressif.

L'évolution des galaxies et de leur trous noirs lors de cette simulation de fusion est assez classique avec une accrétion du trou noir secondaire entre le deuxième et le troisième péricentres et une accrétion du trou noir primaire après le troisième péricentre jusqu'à la fusion. L'évolution du spin suit l'évolution de masse. Les trous noirs avec une rotation initiale faible (spin 0.1) évoluent lors de cette fusion en un trou noir résultant en rotation relativement rapide (spin 0.6). L'augmentation du spin a lieu principalement sur le trou noir secondaire entre le deuxième et le troisième péricentres. L'orientation du spin est modifiée lors de l'accrétion du trou noir secondaire entre le deuxième et le troisième péricentres, le gaz accrété a en effet une orientation extrêmement variable. L'orientation du spin est à nouveau modifiée lors de la fusion. La direction privilégiée reste l'axe initial z avec cependant un angle d'environ 40° par rapport à z.

3.3 Fiabilité des résultats

La simulation présentée dans la section précédente est assez comparable à une des simulations de Capelo et al. (2015), sa simulation par défaut, décrite en détail dans le paragraphe "3.1 The 1 : 4 coplanar, prograde—prograde merger". La différence majeure est une fraction de gaz plus élevée, égale à 50% de la matière baryonique dans la simulation de la section 3.2 contre 25% dans la simulation de Capelo et al. (2015). Les résultats de cette simulation sont repris figure 3.5. Leur simulations sont réalisées avec le code SPH GASOLINE à une résolution plus fine de 10 pc.

Ils considèrent des galaxies 10% plus massives avec une masse du viriel de $2.21\,10^{11}\,\mathrm{M}_{\odot}$ pour la galaxie primaire. La fusion des trous noirs est plus rapide et intervient après environ $1.3\,\mathrm{Gyr}$, soit $0.5\,\mathrm{Gyr}$ plus tôt. Cependant l'absence de conditions imposées pour la fusion des trous noirs dans leur modèle laisse une certaine marge d'incertitude sur ce temps de fusion.

On retrouve dans leur étude et celle présentée section 3.2 un taux d'accrétion faible, bien en-dessous du taux d'Eddington sauf pendant 250 – 300 Myr entre le deuxième et le troisième péricentre où des pics d'accrétion atteignent le taux d'Eddington. La formation stellaire dans la zone des 100 pc autour du trou noir secondaire suit également le même schéma avec un niveau faible excepté entre le deuxième et le troisième péricentre où elle représente la quasi-totalité de la formation stellaire du système. Enfin les deux simulations montrent une forte augmentation de la masse de gaz dans la région centrale des 100 pc autour du trou noir secondaire et une diminution significative du moment angulaire du gaz dans la région centrale de 1 kpc de la galaxie secondaire entre le deuxième et le troisième péricentre. Cela témoigne d'un fort afflux de gaz dans la région centrale autour du trou noir secondaire durant cette période. Les évolutions présentent certaines différences liées au code utilisé et aux conditions initiales mais on constate bien la même corrélation entre l'afflux de gaz, la formation stellaire et l'accrétion du trou noir.

Gabor et al. (2016) présentent une comparaison de ces deux codes, GA-SOLINE et RAMSES, dans le cadre de simulations de fusion de galaxies coplanaires progrades avec des ratios de masse 2 : 1 et 4 : 1 et mettent l'accent sur l'évolution des trous noirs centraux lors de ces fusions. Comme dans l'article de Capelo et al. (2015) (dont certaines simulations sont utilisées pour cette comparaison) les galaxies ont une fraction de gaz de 25% de la matière baryonique, plus faible que les 50% considérés dans la simulation de la section 3.2.

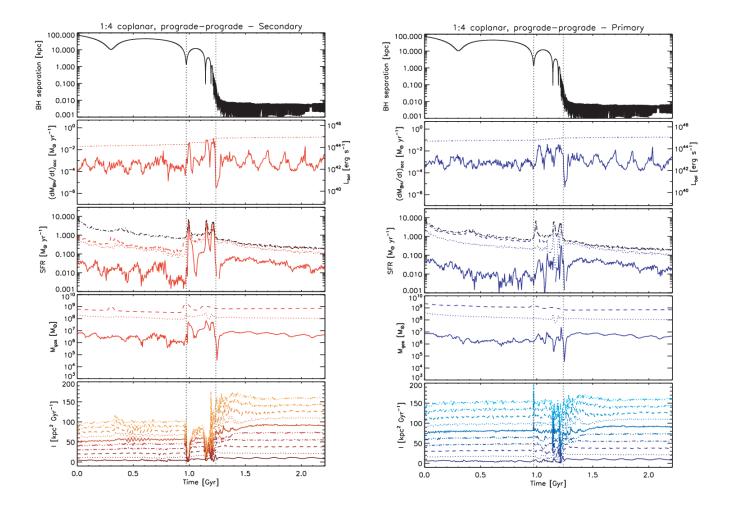


FIGURE 3.5 – Extrait de Capelo et al. (2015). Résultats de leur fusion de galaxies de ratio 4:1 avec une orbite coplanaire prograde. A gauche la galaxie secondaire et à droite la galaxie primaire. Ligne 1: séparation des trous noirs. Ligne 2: taux d'accrétion des trous noirs. Ligne 3: taux de formation d'étoiles dans des sphères centrées sur le centre de masse, de rayon 0.1 kpc, 1 kpc et 10 kpc respectivement. Ligne 4: Masse de gaz dans les mêmes sphères. Ligne 5: Magnitude du moment angulaire spécifique du gaz dans des couronnes centrées sur le centre de masse, entre 0 et 100 pc, 100 pc et 200 pc, 200 pc et 300 pc, 300 pc et 400 pc, 400 pc et 500 pc, 500 pc et 600 pc, 600 pc et 700 pc, 700 pc et 800 pc, 800 pc et 900 pc puis 900 pc et 1000 pc.

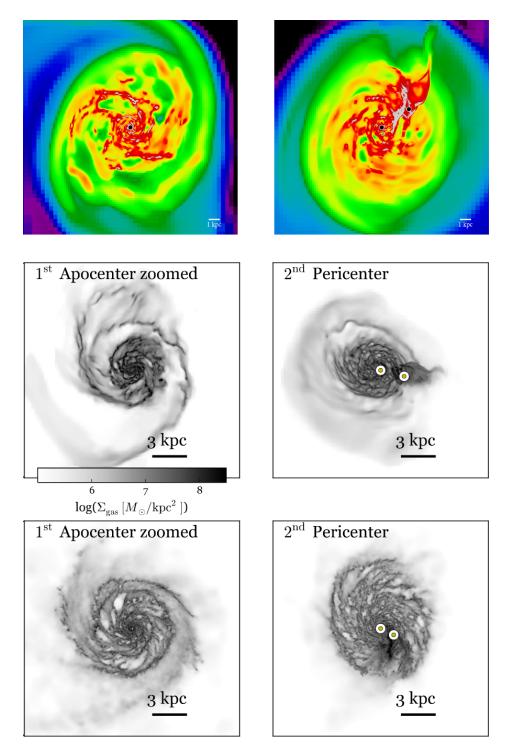


FIGURE 3.6 – Zoom sur la galaxie primaire au premier apocentre (à gauche) et au deuxième péricentre (à droite). Les images du haut proviennent de la simulation présentée section 3.2. Les suivantes sont extraites de Gabor et al. (2016), au milieu il s'agit de la simulation RAMSES et en bas de la simulation GASOLINE.

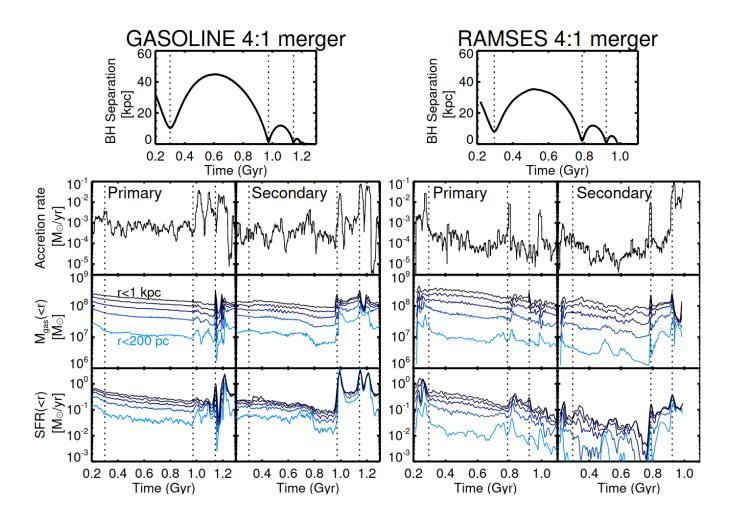


FIGURE 3.7 – Extrait de Gabor et al. (2016). Comparaison des simulations GASOLINE et RAMSES de fusion de galaxies coplanaires progrades avec un ratio de masse 4 : 1. Ligne 1 : séparation des trous noirs. Ligne 2 : taux d'accrétion des trous noirs. Ligne 3 : Masse de gaz dans des sphères centrées sur les trous noirs, de rayon 200 pc, 400 pc, 600 pc, 800 pc et 1 kpc respectivement. Ligne 4 : taux de formation d'étoiles dans les mêmes sphères.

La figure 3.6 compare des images du gaz dans les 3 simulations de fusion de galaxies coplanaires progrades avec un ratio de masse 4 : 1, celle présentée dans la section 3.2 en haut, puis celles présentées par Gabor et al. (2016), au milieu celle réalisée avec RAMSES et en bas celle réalisée avec GASOLINE par Capelo et al. (2015). Les images montrent un zoom sur le centre de la galaxie primaire au premier apocentre (à gauche) et au deuxième péricentre (à droite).

La figure 3.7 montre les résultats présentés dans Gabor et al. (2016).

Ces 3 simulations présentent un schéma global similaire avec une évolution stable jusqu'au deuxième péricentre, puis un accroissement de la masse de gaz dans les régions centrales dû aux couples de marée après le deuxième péricentre. Cet afflux de gaz favorise un pic de formation d'étoiles et d'accrétion des trous noirs.

La simulation présentée dans la section 3.2 est également en bon accord avec les simulations de fusion de galaxies de Toomre et Toomre (1972), Di Matteo, Springel et Hernquist (2005), Springel, Di Matteo et Hernquist (2005) et Chapon, Mayer et Teyssier (2013), entre autres. Cette simulation apporte par ailleurs des éléments sur l'évolution du spin des trous noirs.

3.4 Stochasticité des phénomènes étudiés

Afin d'étudier la stabilité et la reproductibilité des résultats de la simulation présentée dans la section 3.2, on a réalisé une série de 10 simulations identiques, avec les mêmes conditions physiques et numériques mais en changeant la graine du générateur de nombres aléatoires qui détermine la distribution initiale de matière.

L'évolution des trous noirs en masse et spin durant ces simulations est présentée figure 3.8 pour le trou noir secondaire et figure 3.9 pour le trou noir primaire. Le graphique du haut montre l'évolution de la masse et celui du bas l'évolution du spin. Chaque couleur représente les résultats d'une simulation. Lorsque la fusion a lieu les grandeurs relatives aux trous noirs résultants sont tracées en lignes traitillées sur la figure 3.9.

Seules 3 simulations ont donné lieu à une coalescence des trous noirs (Run 4, Run 6, Run 8). Jusqu'au deuxième péricentre les différentes simulations sont assez similaires : l'accrétion est faible et les caractéristiques des trous noirs évoluent peu. Le deuxième péricentre intervient à environ 1.15 Gyr dans toutes les simulations et le trou noir secondaire a alors une masse de $4.1\,10^5\,\mathrm{M}_\odot$ et un spin inférieur à 0.18.

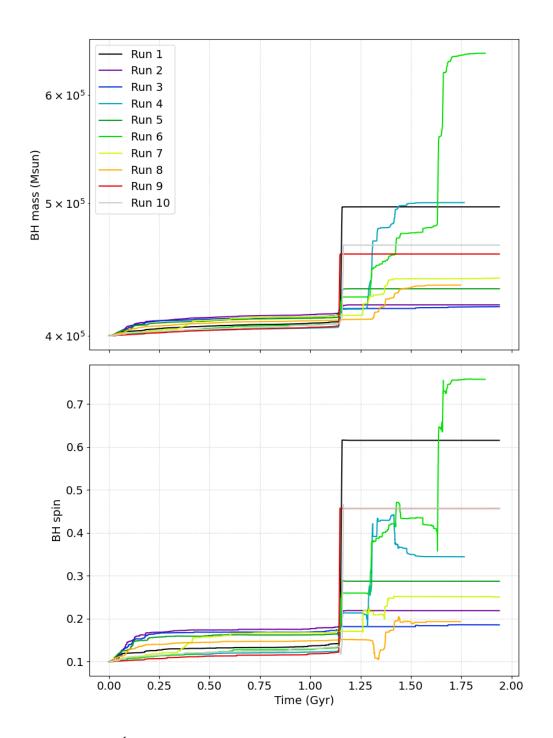


FIGURE 3.8 – Évolution de la masse (en haut) et du spin (en bas) du trou noir secondaire lors de 10 simulations de fusion coplanaire prograde.

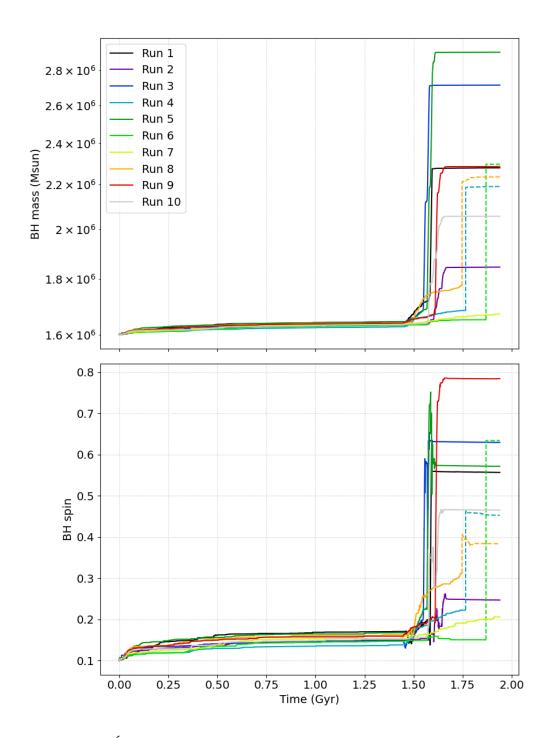


FIGURE 3.9 – Évolution de la masse (en haut) et du spin (en bas) du trou noir primaire lors de 10 simulations de fusion coplanaire prograde. Le trou noir résultant de la fusion (lorsqu'elle a lieu) est indiqué par une ligne traitillée.

Au deuxième péricentre deux cas de figure :

- dans les simulations sans coalescence des trous noirs on observe un pic d'accrétion du trou noir secondaire très localisé au deuxième péricentre puis une stabilisation de la masse et du spin (excepté pour le Run 7). Le trou noir secondaire a une masse finale entre 4.2 10⁵ M_☉ et 5 10⁵ M_☉, avec une moyenne à 4.5 10⁵ M_☉ et un écart-type de 2.6 10⁴ M_☉ (inférieur à 6%). Son spin prend des valeurs entre 0.19 et 0.62, avec une moyenne à 0.35 et un écart-type de 0.15 (un peu plus de 40%). Le trou noir primaire présente le même pic d'accrétion très localisé vers 1.6 Gyr (environ 200 Myr après le troisième péricentre) suivi d'une stabilisation de la masse et du spin (excepté pour le Run 7). Sa masse finale se situe entre 1.8 10⁶ M_☉ et 2.9 10⁶ M_☉ (Run 7 exclu), avec une moyenne à 2.3 10⁶ M_☉ et un écart-type de 3.6 10⁵ M_☉ (environ 15%). Son spin varie entre 0.25 et 0.78 (Run 7 exclu), avec une moyenne à 0.54 et un écart-type de 0.16 (environ 30%).
- dans les simulations avec coalescence des trous noirs l'évolution est plus progressive mais présente pas mal de disparité entre les simulations. Dans le Run 4 on retrouve une évolution proche de la simulation présentée dans la section 3.2 avec une accrétion du trou noir secondaire essentiellement entre le deuxième et le troisième péricentres et une accrétion faible du trou noir primaire après le troisième péricentre. Dans le Run 6 cette accrétion du trou noir primaire après le troisième péricentre ne se produit pas mais on observe un pic d'accrétion du trou noir secondaire vers 1.65 Gyr. La fusion des trous noirs est plus tardive (environ 100 Myr). Enfin dans le Run 8 l'accrétion du trou noir secondaire entre le deuxième et le troisième péricentres reste faible mais est en quelque sort compensée par une plus forte accrétion du trou noir primaire après le troisième péricentre. La masse du trou noir résultant de la fusion est très homogène, entre $2.2 \, 10^6 \, \mathrm{M}_{\odot}$ et $2.3 \, 10^6 \, \mathrm{M}_{\odot}$, avec un écart-type de $4.4\,10^4\,\mathrm{M}_{\odot}$. Son spin varie entre 0.38 et 0.63, avec une movenne à 0.5 et un écart-type de 0.17 (environ 20%).

Dans les cas où les trous noirs ont fusionné, la masse finale est assez homogène mais le spin présente davantage de dispersion. On retrouve cette dispersion de la valeur du spin final avec les autres configurations orbitales étudiées, Retro sec, Retro prim et Retro (voir section 3.1 pour leur description). Cette dispersion des résultats ne permet pas d'établir une tendance d'évolution du spin selon la configuration orbitale.

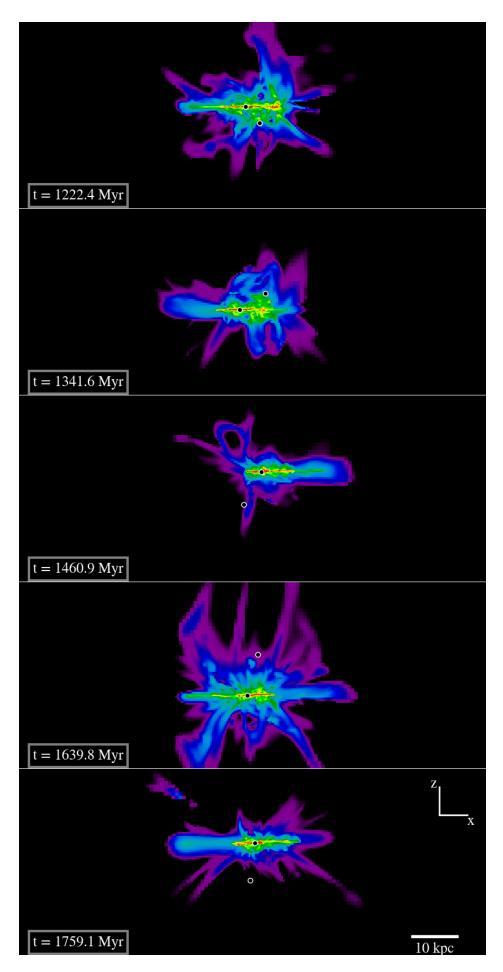


Figure 3.10 – Problème du trou noir secondaire éjecté de la galaxie.

Mais surtout le nombre important de simulations dans lesquelles les trous noirs n'ont pas fusionné a été un frein à cette analyse et a soulevé d'autres questions explicitées dans la section suivante.

3.5 Problème des trous noirs éjectés de la galaxie

Dans les simulations où les trous noirs ne fusionnent pas on constate une éjection du trou noir secondaire juste après le deuxième péricentre. Il est expulsé verticalement sur plusieurs kpc, retombe et poursuit sa route dans l'autre sens. Le trou noir secondaire oscille au-dessus et en-dessous du plan de la galaxie, sur des distances de 5 à 10 kpc. On peut voir ce phénomène à l'œuvre pour le Run 1 dans la figure 3.10.

Gabor et Bournaud (2013) rapportent des cas d'éjection de trous noirs du centre de leur galaxie jusqu'à plusieurs kpc de distance dans leur simulations. Ces éjections seraient liées à des interactions avec des nuages massifs et denses de formation stellaire mais sans pouvoir déterminer s'il s'agir d'un phénomène physique réaliste ou d'un artefact numérique. Pour résoudre ce problème ils ont numériquement forcé le trou noir à suivre le centre de masse stellaire local. Gabor et al. (2016) ont eux choisi la solution d'une masse dynamique, supérieure à la masse réelle, utilisée pour les calculs de gravité tandis que la masse réelle sert pour la physique du trou noir comme l'accrétion.

Dans le cas présenté figure 3.10 l'éjection du trou noir a lieu lors des phases intensives de supernovæ qui suivent le deuxième péricentre. Le trou noir est entraîné par le gaz sur des distances de plusieurs kpc. Ces oscillations du trou noir de part et d'autre du plan galactique ne sont certainement pas physiques et mettent en évidence un problème de modélisation de l'interaction entre le trou noir et le gaz. Une étude plus poussée des phénomènes physiques à l'œuvre dans l'environnement immédiat du trou noir est le sujet du prochain chapitre.

Chapitre 4

Friction dynamique en milieu gazeux turbulent

La compréhension des conditions propices ou non à la coalescence des trous noirs lors d'une fusion de galaxies nécessite une prise en compte adéquate de leur dynamique. Les trous noirs évoluent alors dans un milieu gazeux extrêmement turbulent. Un des principaux mécanismes mis en avant pour expliquer la décroissance orbitale des trous noirs est la friction dynamique du gaz. Or la friction dynamique du gaz n'est pas résolue dans les simulations de fusion de galaxies et les modèles sous-grille utilisés s'appuient sur une modélisation en milieu homogène. La méconnaissance du fonctionnement de la friction dynamique en milieu turbulent est incluse dans le coefficient amplificateur α utilisé dans le modèle sous-grille de friction dynamique gazeuse. Or l'utilisation de ce coefficient amplificateur peut poser des problèmes comme le montre Pfister et al. (2019). Ce coefficient amplificateur a été initialement développé par Booth et Schaye (2009) pour modéliser l'accrétion dans un milieu gazeux fragmenté et ne doit pas forcément être utilisé tel quel pour la friction dynamique.

L'étude présentée ici s'intéresse à la friction dynamique dans un milieu gazeux turbulent à travers les simulations numériques haute résolution d'un trou noir massif progressant dans un milieu gazeux dans lequel on injecte de la turbulence. Cette étude a fait l'objet d'un article soumis pour publication fin février et reproduit ci-dessous.

Ces simulations saisissent correctement les effets du gaz sur le trou noir à travers la friction dynamique : on observe une sur-densité de gaz dans le sillage du trou noir et celui-ci est ralentit d'une vitesse initialement supersonique jusqu'à une vitesse transsonique. La résolution doit néanmoins être telle que le rayon de Bondi-Hoyle-Lyttleton soit résolu par au moins 5 éléments de résolution pour que la friction dynamique soit pleinement efficace.

CHAPITRE 4. FRICTION DYNAMIQUE EN MILIEU GAZEUX TURBULENT

Par contre la friction dynamique se révèle complètement inefficace à partir du régime transsonique et la vitesse du trou noir ne décroît plus une fois qu'il a atteint ce régime. Comparée à la formule analytique de Ostriker (1999), la friction dynamique est beaucoup plus efficace à nombre de Mach élevé mais bien moins efficace à faible nombre de Mach.

Dynamical friction of a massive black hole in a turbulent gaseous medium

Sandrine Lescaudron¹, Yohan Dubois¹, Ricarda S. Beckmann^{1,2} and Marta Volonteri¹

- ¹ Sorbonne Université, CNRS, UMR 7095, Institut d'Astrophysique de Paris, 98 bis bd Arago, 75014 Paris, France e-mail: sandrine.lescaudron@iap.fr
- ² Institute of Astronomy and Kavli Institute for Cosmology, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK

Received / Accepted

ABSTRACT

The orbital decay of massive black holes in galaxies in the aftermath of mergers is at the heart of whether massive black holes successfully pair and merge, leading to emission of low-frequency gravitational waves. The role of dynamical friction sourced from the gas distribution has been uncertain because many analytical and numerical studies have either focused on a homogeneous medium or have not reached resolutions below the scales relevant to the problem, namely the Bondi-Hoyle-Lyttleton radius. We perform numerical simulations of a massive black hole moving in a turbulent medium in order to study dynamical friction from turbulent gas. We find that the black hole slows down to the sound speed, rather than the turbulent speed, and that the orbital decay is well captured if the Bondi-Hoyle-Lyttleton radius is resolved with at least five resolution elements. We find that the larger the turbulent eddies, the larger the scatter in dynamical friction magnitude, because of the stochastic nature of the problem, and also of the larger over- and under-densities encountered by the black hole along its trajectory. Compared to the classic solution in a homogeneous medium, the magnitude of the force depends more weakly on the Mach number, and dynamical friction is overall more efficient for high Mach numbers, but less efficient towards and at the transonic regime.

Key words. Black hole physics – Hydrodynamics – ISM: kinematics and dynamics – Turbulence – Methods: numerical

1. Introduction

The evolution of black holes (BHs), their ability to accrete surrounding matter or to undergo mergers, is directly linked to their dynamical evolution, their position in the galaxy and their velocity relative to the ambient medium. In general, BHs move in the potential of their host galaxy. More locally, they exchange momentum and energy with the interstellar medium and the stars through dynamical friction.

Dynamical friction can be defined as the interaction of a massive object with its own gravitational wake. A massive object moving through lighter bodies or a gaseous medium attracts the surrounding matter, creating an over-density (wake) behind it. The wake in turn exerts a gravitational force on the massive object and slows it down. In this way, momentum and kinetic energy is transferred from the massive object to its over-dense wake.

Dynamical friction is an important force in many different contexts, including the evolution of BH binaries (Yu 2002; Dotti et al. 2007; Mayer 2013; Dosopoulou & Antonini 2017; Li et al. 2020) and X-ray binaries (Iben, Icko & Livio 1993; Hurley et al. 2002), the orbital evolution of black holes in galaxies (Volonteri & Perna 2005; Bellovary et al. 2010; Tremmel et al. 2017) and the orbital decay of a galaxy satellite in galaxy cluster (Colpi et al. 1999; Fujii et al. 2006; Ogiya & Burkert 2016), among others. The detection of gravitational waves from supermassive BHs, possible with the upcoming Laser Interferometer Space Antenna (LISA Amaro-Seoane et al. 2017) and through Pulsar Timing Arrays (Jenet et al. 2004, 2005), has made the orbital decay of supermassive BHs in a galaxy merger remnant a topic of special interest, as one needs to determine under which con-

ditions supermassive BHs could coalesce and emit gravitational waves in less than a Hubble time. Furthermore, supermassive BHs can accrete efficiently and for a prolonged time from their surroundings, and exert feedback on the host galaxy, considered of paramount importance to regulate the baryon content in halos and galaxies, and to set up diverse galaxy properties (e.g., Granato et al. 2004; Di Matteo et al. 2005; Croton et al. 2006; Bower et al. 2006; Sijacki et al. 2007; Dubois et al. 2010, 2012, 2016; Beckmann et al. 2017).

There is increasing theoretical support for wandering of massive BHs within low-mass galaxies (Bellovary et al. 2019; Pfister et al. 2019; Lapiner et al. 2021; Ricarte et al. 2021) that might correspond to spatially offset active galactic nuclei as observed with radio emission in a number of dwarfs (Reines et al. 2020). This population of wandering BHs originate from galaxies tidally perturbed by a merger (Bellovary et al. 2021), can be scattered within galaxies by their multiphase structure (Pfister et al. 2019), or produced by gravitational recoil (Blecha et al. 2011). Therefore, accurately modeling the BH dynamics, which should consider the effect of dynamical friction, is key to BH mass growth and feedback (Lapiner et al. 2021; Bahé et al. 2021), their sinking into galaxies (Tremmel et al. 2017; Bartlett et al. 2021; Ma et al. 2021), and, hence, of their merger rate (Volonteri et al. 2020; Li et al. 2020; Barausse et al. 2020; Chen et al. 2022; Kunyang et al. 2022).

Dynamical friction was first described analytically by Chandrasekhar (1943) who developed the theory for a collision-less medium, like stars or dark matter particles. Then Ostriker (1999) proposed an analytical solution for a uniform gaseous medium using time-dependent linear perturbation theory. Ostriker (1999) also shows, by comparing her work to the work

of Chandrasekhar, that the gaseous dynamical friction is less efficient than the collisionless dynamical friction in the subsonic regime but much more efficient in the transonic regime where it sharply peaks. For large Mach number dynamical friction force is the same in a gaseous or collisionless medium. Recent insights have shown that dynamical friction from gas and stars both play a crucial role in allowing orbits of BH to decay in galaxies (Chen et al. 2022; Pfister et al. 2019), with gas dynamical friction particularly important at high redshift.

The non-linear evolution of dynamical friction has been studied using idealised numerical experiments. Early work was done by Ruffert & Arnett (1994); Ruffert (1996) who studied the evolution of the wake and the resulting force on the BH using uniform background gas density and sound speed. Like most work in the field, these experiments were conducted in the frame of the BH, with the background gas moving at a fixed Mach number at all times. During this work, it became apparent that, as predicted in analytic models (Cowie 1977), wakes are unstable, a phenomenon further explored in Foglizzo et al. (2005). Since then, studies have investigated the impact of various physical phenomena on dynamical friction, such as for example density gradients (MacLeod & Ramirez-Ruiz 2015) or the impact of BH radiative feedback on wake structure (Park & Bogdanović 2017, 2019).

As most of the force onto the BH is produced by density perturbations very close to the BH, resolving dynamical friction in large-scale cosmological simulations is numerically very expensive. Instead, it can be included in simulations using analytic sub-grid models (Dubois et al. 2013, 2021; Tremmel et al. 2015; Pfister et al. 2019; Ni et al. 2021). While not without its challenges (Korol et al. 2016; Beckmann et al. 2018; Morton et al. 2021), this method has allowed for crucial improvements in reliably calculating the orbits of massive BHs in galaxies.

In this paper we study dynamical friction from a gaseous medium. The work presented here bridges the gap between isolated numerical experiments and full galaxy scale simulations to investigate the impact of small-scale turbulence on the dynamical friction force. The interstellar medium being turbulent, the conditions adopted here are more realistic than the thoroughly investigated, but idealized, case of a homogeneous gaseous medium.

The paper is organised as follows. In Section 2 we recall the theoretical background and provide definitions and modifications for our study. In Section 3 we introduce the numerical models. In Section 4 we describe our simulations and their initial conditions. Results are presented in Section 5. Section 6 is devoted to discussion and conclusions.

2. Theory of dynamical friction

The theory of dynamical friction in a gaseous medium was first based on linear theory under the assumption of a steady state. In the supersonic case, Dokuchaev (1964), Ruderman & Spiegel (1971) and Rephaeli & Salpeter (1980) obtained the following formula for the dynamical friction force exerted on a massive perturber:

$$F_{\rm SS} = \frac{4\pi (GM_{\rm BH})^2 \rho_0}{\rm v_{\rm rel}^2} \ln \left(\frac{r_{\rm max}}{r_{\rm min}}\right) \tag{1}$$

where G is the gravitational constant, $M_{\rm BH}$ is the mass of the perturber, ρ_0 the background gas density, $v_{\rm rel}$ the relative velocity of the perturber with respect to the background gas, and $r_{\rm min}$

and $r_{\rm max}$ are respectively the size of the perturber and the characteristic size of the surrounding medium. In many situations, $r_{\rm min}$ and $r_{\rm max}$ are poorly defined but due to the logarithm, large variations in the two characteristic sizes leads to a small difference in the overall force.

In the subsonic case, Rephaeli & Salpeter (1980) argued that the dynamical friction force is null due to the symmetrical distribution of the gas around the massive object. However this hypothesis shows a discontinuity between the supersonic and subsonic regimes, when the dynamical friction force, maximal just above Mach number suddenly goes to zero. This non-physical result led Ostriker (1999) to review the problem under a time-dependent assumption.

The time-dependent theory allows to calculate a non-zero dynamical friction force in the subsonic regime:

$$F_{\text{Sub}} = \frac{4\pi (GM_{\text{BH}})^2 \rho_0}{\mathbf{v}_{\text{rel}}^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+\mathcal{M}}{1-\mathcal{M}} \right) - \mathcal{M} \right], \tag{2}$$

and to take into account the development of the wake in the supersonic regime:

$$F_{\text{Sup}} = \frac{4\pi (GM_{\text{BH}})^2 \rho_0}{v_{\text{rel}}^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{1}{\mathcal{M}^2} \right) + \ln \frac{r_{\text{max}}}{r_{\text{min}}} \right], \tag{3}$$

where $\mathcal{M} = v_{rel}/c_s$ is the Mach number, and c_s is the sound speed. The analytic force is therefore discontinuous at the sonic point, but a linear interpolation can be used to link the two regimes.

According to Ostriker (1999), the characteristic size of the medium r_{max} is equal to the size of the wake, r_{wake} . This, in turn can be calculated from $v_{\text{rel}}t$ (where t is the time after which the perturber has started to exert its force on the background medium) under the assumptions that $(v_{\text{rel}} - c_s)t$ is bigger than the perturber size r_{min} and that $(v_{\text{rel}} + c_s)t$ is smaller than the surrounding medium size r_{max} .

For the turbulent medium we are interested in, some additional definitions are needed. In this paper, we will use two different definitions of the Mach number:

- The classic Mach number M = v_{rel}/c_s. Throughout the text, categorisations such as "supersonic" (M > 1), "transonic" (M ~ 1) and "subsonic (M < 1) refer to the classic Mach number.
- A turbulent Mach number $\mathcal{M}_{\text{turb}} = v_{\text{rel}}/v_{\text{eff}}$ where $v_{\text{eff}} = \sqrt{c_{\text{s}}^2 + v_{\text{rms}}^2}$ is an effective gas velocity that captures the contribution of the gas sound speed and of the turbulent velocity (v_{rms} is the root mean square velocity of the gas).

For a turbulent medium, we expect the time it takes for the stirring of the turbulence to erase the wake over-density to determine the typical length of the wake, $r_{\rm wake}$. The turbulence will erase the wake on a characteristic timescale $t_{\rm cross} = r_{\rm BHL}/v_{\rm eff}$, which is equal to the time taken by the effective turbulent velocity $v_{\rm eff}$ to cross the width of the wake, taken equal to the Bondi-Hoyle-Lyttleton (BHL) radius $r_{\rm BHL}$, defined as:

$$r_{\text{BHL}} = \frac{2GM_{\text{BH}}}{v_{\text{rel}}^2 + v_{\text{eff}}^2}$$

$$= 0.43 \frac{M_{\text{BH}}}{10^4 \,\text{M}_{\odot}} \left[\left(\frac{v_{\text{rel}}}{10 \,\text{km s}^{-1}} \right)^2 + \left(\frac{v_{\text{eff}}}{10 \,\text{km s}^{-1}} \right)^2 \right]^{-1} \text{pc.}$$
(4)

Hence, the length of the wake is expected to simply be $r_{\text{wake}} = t_{\text{cross}} v_{\text{rel}} = r_{\text{BHL}} \mathcal{M}_{\text{turb}}$ when fully established. Taking early times into account, we have:

$$r_{\text{wake}} = \begin{cases} v_{\text{rel}}t & \text{when } t < t_{\text{cross}} \\ r_{\text{BHL}} \mathcal{M}_{\text{turb}} & \text{otherwise.} \end{cases}$$
 (5)

3. Magneto-hydrodynamics simulations with forcing turbulence

The simulations presented here are performed with the RAMSES code (Teyssier 2002), solving for ideal magneto-hydrodynamics (MHD) (Fromang et al. 2006) with self-gravity. The gas evolution is obtained with a MUSCL-Hancock scheme which uses a second-order Godunov method with a minmod limiter on the linear reconstruction of the conserved quantities at cell interface. The MHD flux at each cell interface is obtained with the approximate HLLD (Harten-Lax-Van Leer-Discontinuities) Riemann solver (Miyoshi & Kusano 2005). The induction equation that evolves the magnetic \boldsymbol{B} field is solved with the constrained transport algorithm that guarantees $\nabla .\boldsymbol{B} = 0$ at Machine accuracy (Evans & Hawley 1988; Teyssier et al. 2006).

The massive perturber is evolved with a Particle-Mesh method using a cloud-in-cell interpolation. The total gravitational potential, also accounting for the gas contribution, is obtained with a multi-grid solver for the Poisson equation (Guillet & Teyssier 2011). Simulations presented here were run using a uniform grid, as the turbulent nature of the gas makes numerical savings from using adaptive mesh refinement very small. In addition, a uniform grid avoids errors in the Poisson solver, that can generate a non-negligible self-force at coarse-to-fine boundaries near the BH (Bleuler & Teyssier 2014; Zhu & Gnedin 2021) due to its strong gravitational potential.

We use a specific model to drive turbulence in the interstellar medium, based on the implementation done by Commerçon et al. (2019) with further details of the implementation documented in Schmidt et al. (2009) and Federrath et al. (2010). Kinetic energy is injected using the Ornstein-Uhlenbeck process (Eswaran & Pope 1988), which creates a turbulent forcing generated in Fourier space, using a combination of compressive (1/3) and solenoidal (2/3) modes. This forcing is defined by the wavenumber k_{turb} , the power spectrum of shape $1 - (k - k_{\text{turb}})^2$, and the amplitude driving the turbulent velocity. The turbulence wavenumber k_{turb} , referred to as k in the following, is a fraction of the box size and represents to the mean size of turbulent eddies. The auto-correlation time is set to 0.6 Myr.

The gas can cool down to low temperatures using the cooling function $\mathcal{L}(\rho,T)$ from Audit & Hennebelle (2005) assuming solar metallicity and a typical Milky Way UV flux for ionisation counts. The gas is a perfect gas with an adiabatic index $\gamma=5/3$ and a mean molecular weight $\mu=1.4$. We neglect any gas accretion onto the BH, and hence its feedback, as well as star formation and feedback from stars occurring in the interstellar medium.

4. Simulations

4.1. General set up

We have chosen to set gas parameters based on typical conditions found in giant molecular clouds: a gas density of $\rho_0 = 10 \, \mathrm{cm}^{-3}$ and an equilibrium temperature 350 K, leading to a sound speed $c_{\mathrm{s}} = 1.2 \, \mathrm{km \, s}^{-1}$. The initial magnetic field is uniform, along the *x*-axis, and is equal to $1 \, \mu \mathrm{G}$.

In idealised simulations, the BH mass and velocity cannot be chosen arbitrarily as there are a series of constraints that must

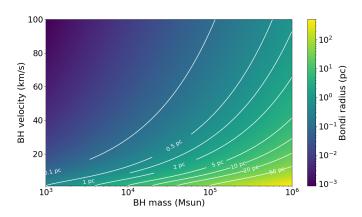


Fig. 1. BHL radius evolution with BH mass and velocity considering the gas effective velocity of the reference case of $v_{\rm eff} = 4\,{\rm km\,s^{-1}}$.

be fulfilled to combine sufficient resolution with a reasonable computational time, within a physically interesting set-up.

The resolution is set by the requirement to resolve the BHL radius $r_{\rm BHL}$. Resolving $r_{\rm BHL}$ is necessary to capture the gas overdensity formed by the BH gravitational potential, and, hence, the dynamical friction force exerted by the gas onto the BH (Beckmann et al. 2018, and references therein).

Furthermore, we must take into account that $r_{\rm BHL}$ increases over time as the BH slows down. A maximum value is reached for $r_{\rm BHL}$ when the BH velocity is similar to the effective gas velocity. To study the problem presented here, $r_{\rm BHL}$ must be kept at all times between a few times larger than the resolution and a few times smaller than the box size. Figure 1 shows the value of $r_{\rm BHL}$ for our reference case for the gas properties and for different values of the BH mass and BH relative velocity. Based on this, the initial BH velocity was set to about 3 times that of the gas. This allows us to study a range of Mach numbers while avoiding large variations of $r_{\rm BHL}$ over time.

Given the typical v_{eff} of the gas distribution, this series of constraints leads to $10^4\,M_\odot$ for the BH mass and 40 pc for the box size as acceptable values. To avoid excessive computational times we have also calculated the expected theoretical dynamical friction time, and we have checked the BH-to-gas mass ratio and the Jeans mass to avoid gas collapse, but these are less restrictive parameters.

About 10 Myr (corresponding to a turbulence box crossing time) are needed for the turbulence to settle and for the mean gas parameters, temperature, pressure, to stabilize. After this first period of 10 Myr, a BH is added, with a mass of $10^4 \, \rm M_{\odot}$ and an initial velocity of 15 km s⁻¹. Periodic boundary conditions allows the BH (and the gas) to cross the box many times throughout one of our simulations. To avoid the BH crossing its own wake, the BH has an initial trajectory with an angle of 30° with respect to the *x*-axis and 60° with respect to the *z*-axis.

In this paper, we study the impact of resolution, turbulent wavenumber and stochastic variation on the BH trajectory over time. The fixed parameters used for all simulations are summarised in Table 1, while parameter choices specific to a given simulation are reported in Table 2.

4.2. Parameter choices

4.2.1. Run0

Run0 will serve as a reference case throughout this paper. It has been selected to have an intermediate level of turbulence, with

Table 1. Common parameters to all simulations

Box Size (pc)	BH initial velocity (km s ⁻¹)	BH mass (M _☉)	Gas density (cm ⁻³)
40	15	10^{4}	10

Table 2. Specific simulation parameters

Name	Resolution	ratio of BHL radius (t=0)	Initial rms	Turbulent	Turbulent
	(pc)	/ Resolution	velocity (km s ⁻¹)	wavenumber	seed
Run0	0.16	2.4	3.2	8	1
Res0.08pc	0.08	4.8	3.2	8	1
Res0.31pc	0.31	1.2	3.1	8	1
Res0.62pc	0.62	0.6	2.9	8	1
TSeedA	0.16	2.4	3.2	8	7
TSeedB	0.16	2.4	3.2	8	10
TSeedC	0.16	2.3	3.2	8	13
TSeedD	0.16	2.3	3.2	8	18
k4	0.16	2.3	4.6	4	1
k4_TSeedA	0.16	2.3	4.6	4	6
k4_TSeedB	0.16	2.3	4.6	4	15
k16	0.16	2.4	2.0	16	1
k16_TSeedA	0.16	2.4	2.0	16	9
k16_TSeedB	0.16	2.4	2.0	16	15

 $v_{\rm rms} = 3.2 \, {\rm km \, s^{-1}}$, a wavenumber of k = 8 and $r_{\rm BHL}$ that is resolved throughout the simulation. As discussed in Section 4.1, the BHL radius increases with time as the BH velocity decreases. With a resolution of $\Delta x = 0.16$ pc for Run0, $r_{\rm BHL}$ evolves from $2.4\Delta x$ in the supersonic regime at the beginning of the simulation to $26\Delta x$ in the subsonic regime at the end of the simulation.

A projection of the gas density at time $t=10\,\mathrm{Myr}$ can be seen in the central panel of Fig. 2. For this simulation, typical eddy sizes are about 5 pc, which is slightly larger than r_{BHL} , which ranges from 0.4 to 4 pc.

4.2.2. Turbulent seed

Turbulence is initialised with a random seed, TSeed, which determines the exact instance of density peaks and troughs in the initial conditions of the simulation. For simulations with different TSeed, the gas has broadly the same appearance, with overand under-densities having on average the same size and amplitude, but the local conditions encountered by the BH as it crosses the box differ. To test the statistical variation of results, we conduct a set of four simulations that have an identical setup to Run0 but were initialised with a different random seed. These simulations are called TSeedA, TSeedB, TSeedC and TSeedD. The aim of this series of simulations is to estimate the effect of the stochastic processes at work and to assess the difference between the general trends of the gas and BH evolution and any random event that could happen.

4.2.3. Resolution

To explore the response of the system and the dynamical friction force with respect to how well the BHL radius is resolved, we have set up simulations for a range of resolutions, varying between $0.08 \le \Delta x/\text{pc} \le 0.62$:

- with a $\Delta x = 0.62$ pc resolution (Res0.62pc), the BHL radius is unresolved ($r_{\rm BHL} \le \Delta x$),

- with a $\Delta x = 0.31$ pc resolution (Res0.31pc), the BHL radius is marginally resolved ($r_{\rm BHL} \simeq \Delta x$) at the beginning of the run and resolved ($r_{\rm BHL} \ge 2.5\Delta x$) after 120 Myr,
- with a $\Delta x = 0.16$ pc resolution (Run0), the BHL radius is resolved,
- with a $\Delta x = 0.08$ pc resolution (Res0.08pc), the BHL radius is resolved, with $r_{\rm BHL}$ equal at least to $5\Delta x$.

4.2.4. Turbulence wavenumber

To assess the impact of different sizes of turbulent eddies, we vary the turbulence wavenumber, i.e., the size of the individual turbulent regions as a function of the box size. Values tested here range from k=4 to k=16, leading to a driving scale of the turbulence from 10 pc to 2.5 pc:

- with a k = 4 turbulent wavenumber (k4, k4_TSeedA, k4_TSeedB simulations), the driving scale of the turbulence is about 10 pc, i.e. at least 3 times the BHL radius,
- with a k=8 turbulent wavenumber (Run0, TSeedA, TSeedB, TSeedC, TSeedD, but also the simulations with various resolution Res0.08pc, Res0.31pc, Res0.62pc), the driving scale of the turbulence is about 5 pc, i.e. always larger than the BHL radius but ranging from 13 times larger at the beginning of the simulations to the same order of magnitude at the end,
- with a k = 16 turbulent wavenumber (k16, k16_TSeedA, k16_TSeedB simulations), the driving scale of the turbulence is about 2.5 pc, i.e the order of magnitude of the BHL radius.

Snapshots of the resulting density distribution of simulations with k = 4 and 16 can be seen in Fig. 2 (respectively the left and right panels).

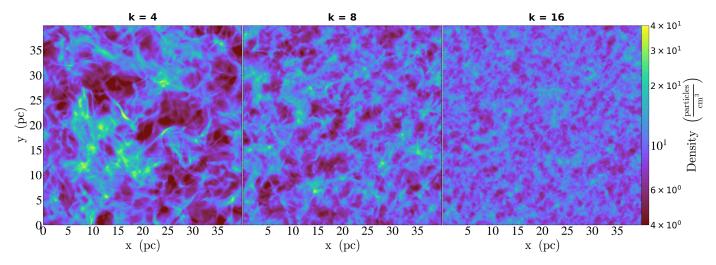


Fig. 2. Projection of the gas density at time $t = 10 \,\text{Myr}$, before the BH injection, for various turbulence wavenumbers: k = 4 (left panel, k4 simulation), k = 8 (middle panel, Run0 simulation) and k = 16 (right panel, k16 simulation).

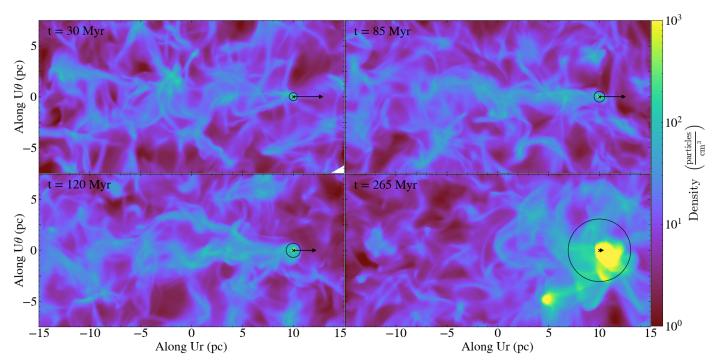


Fig. 3. BH wake evolution in Run0, showing the gas density projected over a width of 5 pc at times t = 30 (top left), 85 (top right) and 120 (bottom left) Myr for the supersonic regime, and 265 Myr (bottom right) for the transonic regime. Images are displayed along the velocity vector of the BH (Ur). The cross marks the BH position, the circle shows the size of the BHL radius, and the length of the black arrow is proportional to the BH velocity. The images are oriented such that the BH velocity vector, and hence the gas wake as well, is contained in the plane of the image, with the gas wake on the left-hand side of the BH position.

5. Results

5.1. Run0

5.1.1. BH deceleration

When placed in a turbulent background medium, an over-dense wake develops downstream of a moving BH (see Fig. 3), which creates dynamical friction that is able to slow an originally supersonic BH (with initial Mach number $\mathcal{M}_{\text{ini}} = 12.4$) down to the transonic regime (see Fig. 4 left panel) where the evolution stalls. This is consistent with expectations from analytical theory, where dynamical friction in the subsonic regime becomes negligibly efficient. We can note that the BH slows down to the

sound speed, rather than to the turbulent (rms) velocity of the gas. When the BH motion becomes transonic with respect to the turbulent Mach number (i.e. when $\mathcal{M}_{turb} \simeq 1$), there is no noticeable effect.

During the simulation, the gaseous wake grows from a long and extended structure during the early supersonic phase to an almost spherical overdensity around $\mathcal{M} \approx 1$. Figure 3 shows the wake evolution after t=30, 85, 120 Myr (supersonic regime) and 265 Myr (transonic regime) respectively.

The BH motion follows three main phases:

Phase 1. During the first 110 Myr (from the BH injection at 10 Myr to about 120 Myr), the BH is already slowing down but at a low rate of about 0.04 km s⁻¹ Myr⁻¹ (Fig. 4, right

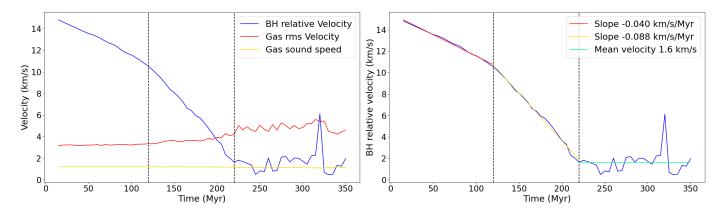


Fig. 4. Left: Evolution of the BH relative velocity (blue), the gas effective velocity (red) and sound speed (yellow) over time for Run0. Right: evolution of the BH relative velocity with superimposed fits to its time evolution. The dashed vertical lines in both panels mark the three phases of the BH deceleration. In the first phase the BHL radius is not well resolved, in the second the BHL radius is well resolved and deceleration is stronger, in the third the BH is in the transonic regime and does not decelerate further.

panel, phase highlighted in red) while the gas rms velocity slowly increases at a rate of $10^{-3} \, \mathrm{km \, s^{-1} \, Myr^{-1}}$. During this phase, the BH-gas interaction is at work but appears to be limited and the dynamical friction not fully captured. This trend is confirmed with the resolution study in Section 5.3.

- Phase 2. During the next 100 Myr (from 120 Myr to 220 Myr), the decrease in BH velocity more than doubles in comparison to the first phase with a rate of 0.088 km s⁻¹ Myr⁻¹ (Fig. 4, right panel, yellow) and the gas rms velocity increases at a stiffer rate of 7.6 km s⁻¹ Myr⁻¹, from 3.3 to 4.2 km s⁻¹. The BH-gas interaction is reinforced and the dynamical friction is now well captured.
- Phase 3. After 220 Myr, the BH enters the transonic regime. During this phase, the BH velocity oscillates around the value of the sound speed but it does not decrease any more. At that time dynamical friction becomes inefficient and no further trends are observed until the end of the simulation. The BH velocity oscillates around 1.6 km s⁻¹ (Fig. 4 right panel, green), close to the gas sound speed of about 1.14 km s⁻¹, while the gas rms velocity oscillates around 4.8 km s⁻¹.

We will discuss the trends in detail in the parameter study sections, as trends can be quantified and explained more robustly when comparing Run0 to other simulations. Here we briefly note that the first two phases are related to how well the Bondi-Hoyle-Lyttleton radius is resolved. Early on, when $r_{\rm BHL}$ is barely resolved, with less than ~ 5 resolution elements, dynamical friction is not fully captured (first phase). Later on, $r_{\rm BHL}/\Delta x$ increases and dynamical friction becomes more efficient. Overall, the increase in the gas rms velocity is caused by the transfer of kinetic energy from the BH to the gas, as can be seen by the fact that the increase rate of the gas rms tracks the rate of slow down of the BH.

5.1.2. Development of the wake

In this section, we focus on the wake developing behind the BH, which is the over-dense gas responsible for the BH deceleration. In order to quantify the wake evolution, we measure the average gas density in a cylinder of radius 2 pc and length 20 pc just behind the BH, aligned with the BH velocity vector. The BH is injected at 10 Myr and the first available results shown here are at 15 Myr. The free fall time of gas in the BH potential for a BH

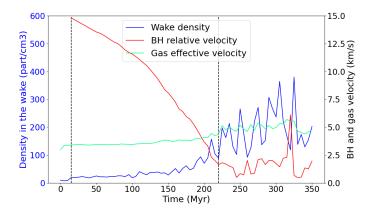


Fig. 5. Wake density evolution compared to the BH and gas velocity evolution for the Run0 simulation. The gas density is measured in a cylinder of 2 pc radius and 20 pc length just behind the BH, oriented along the BH velocity vector. The black dashed lines show the first BH output, 5 Myr after its injection and the last output in the supersonic regime respectively. In the supersonic regime density in the wake grows slowly and steadily, whereas, in the transonic regime, the density keeps increasing, but with large oscillations.

of $10^4\,M_\odot$ travelling at 15 km s⁻¹ in a gas with an effective velocity of 3 km s⁻¹ is about 0.04 Myr. By employing a sampling frequency of 5 Myr, we are therefore not following the set-up of the wake but its further development throughout the simulation. To have a reference value before the BH injection, we also measure the density in the same cylinder positioned according to the BH initial position and velocity direction in the first output of the simulation.

Figure 5 shows the density evolution of the wake compared to the BH and gas velocity evolution for the Run0 simulation. The black dashed vertical lines are for the first BH output, 5 Myr after its injection ($t \sim 15$ Myr) and the last output in the supersonic regime respectively ($t \sim 220$ Myr). Before the BH injection, the density measured in the cylinder is about $10\,\mathrm{cm}^{-3}$, in agreement with the gas mean density in the full box. After the BH injection the density quickly doubles to about $20\,\mathrm{cm}^{-3}$ and continues to increase from there. The wake evolution is very different in the supersonic and in the transonic regimes: in the supersonic regime the wake density grows slowly at a rate of $2.6\,\mathrm{cm}^{-3}$ per 10 Myr, whereas, in the transonic regime, the wake

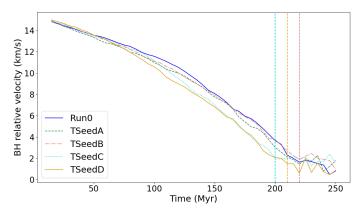


Fig. 6. Evolution with time of the BH relative velocity for different turbulence seed with a turbulence wavenumber k=8. The vertical dashed lines mark the transition from super- to transonic; simulations Run0, TseedA and TseedB transition exactly at the same time, therefore only one line is visible (red dashed). This shows that our results are robust to small stochastic changes in the initial conditions.

density shows large oscillations correlated with the BH relative velocity. Peaks in density correspond to low BH velocity and vice-versa. Despite the oscillations, the average density of the wake continues to increase due to the gravity of the BH.

5.2. Sensitivity to initial turbulence seed

A turbulent gaseous medium is by definition a chaotic system, particularly sensitive to initial conditions. In order to assess the reliability and the stability of our results we run a set of simulations with the same physical and numerical conditions as Run0 but changing the turbulence seed. These are the simulations named TSeedA, TSeedB, TSeedC and TSeedD for which the evolution of the BH relative velocity is presented in Fig. 6.

The results are quite homogeneous. TSeedA and TSeedB show a very similar evolution with a transition from phase 1 to phase 2 a little less pronounced than in Run0 but a transition to phase 3 at the same time (220 Myr). TSeedC and TSeedD on the other hand have a more noticeable transition between phase 1 and phase 2 leading to a slightly earlier transition to phase 3, about 10 to 20 Myr earlier (see vertical lines in Fig. 6). These differences are quite small and the global evolution of the BH due to dynamical friction is robust against small stochastic changes.

The consistency of our results was confirmed by repeating this analysis for simulations with other turbulence wavenumbers k = 4 and k = 16, which also showed good consistency. These results are available in Appendix A.

5.3. Importance of resolution

The resolution of our main simulation Run0 (0.16 pc) was chosen in order to resolve the BHL radius and indeed we were able to capture dynamical friction. To assess the effect of resolution, we here compare Run0 to one simulation with a higher resolution, one simulation with a lower resolution and one where the BHL radius is not resolved at any time. These are the simulations named Res0.08pc, Res0.31pc and Res0.62pc respectively. The evolution of the BH relative velocity and the ratio between the BHL radius and resolution for this set of simulations is presented in the left and right panels of Fig. 7 respectively.

As can be seen in Fig. 7, the resolution has a significant impact on the results. When Δx is comparable to or larger than the

BHL radius, dynamical friction is not captured and the BH experiences little deceleration. This is the case for the Res0.62pc simulation, which has $r_{\rm BHL} \leq 1.2\Delta x$ at all times, and is unable to build an overdensity within $r_{\rm BHL}$. And this is also the case for the first part of the Res0.31pc simulation, until 130 Myr, with a BHL radius lower than $1.5\Delta x$. When $r_{\rm BHL} < 1.5\Delta x$ (Fig. 7 right panel horizontal black dashed line) dynamical friction is not effective and the BH deceleration is minimal. The turning point at 130 Myr for the Res0.31pc simulation, when dynamical friction becomes efficient, can clearly be seen in Fig. 7 (left panel, vellow curve).

When the BHL radius is larger than $1.5\Delta x$, dynamical friction is active but significantly lower than when $r_{\rm BHL} > 4.5\Delta x$ (Fig. 7 right panel, horizontal black dotted line), at which point a (second) increase in slope can be seen in the evolution of velocities (vertical coloured dotted lines, left hand panel). We have already commented on this in Run0 with a change in slope of the BH velocity at 120 Myr (vertical red dotted line in Fig. 7), at which point the deceleration doubles to 0.088 km s⁻¹ Myr⁻¹. The same happens in the Res0.31pc simulation at 230 Myr (vertical yellow dotted line in Fig. 7) with the same deceleration rate around 0.088 km s⁻¹ Myr⁻¹ after this time. This result is again confirmed in Res0.08pc, which always has $r_{\rm BHL} > 5\Delta x$, and where the deceleration rate is consistently ~ 0.089 km s⁻¹ Myr⁻¹, except during the first 50 Myr when the wake is first forming.

We therefore conclude that a minimum resolution of $r_{\rm BHL}/\Delta x > 5$ is required to correctly capture the magnitude of dynamical friction in a turbulent medium, with results converged for the range of resolutions probed here out to $r_{\rm BHL}/\Delta x \approx 50$.

By studying the evolution of wake density with simulation time for simulations with different resolutions, we can show that the wake grows faster with higher resolution (see Fig. 8). However, when comparing the wake evolution as a function of Mach number, rather than simulation time, a global pattern emerges. To compare the density across simulations in a time-independent manner, we highlight in Fig. 8 the time at which the BH first becomes trans-sonic using vertical dotted lines. Comparing the wake density at these points in time shows that density in the wake is similar for the three different resolution runs when the BH reaches $\mathcal{M}=1$. In summary, in the supersonic regime, when increasing the resolution while keeping the same turbulence wavenumber, the density in the wake reaches the same level in a shorter time.

5.4. Influence of turbulence wavenumber

Depending on the surrounding medium, BH may experience turbulence on different scales. We focus here on the influence of this turbulence scale on the dynamical friction efficiency. For high turbulence wavenumber k, the BH passes through many density peaks but each passage lasts a short time. With low k the BH crosses a smaller number of bigger over-densities. The impact of changing wavenumber can be seen visually in Fig. 2.

Figure 9 shows the BH and gas rms velocity evolution for three different turbulence wavenumbers, with each wavenumber represented by three or four different turbulent seeds. As the simulations are done with a constant turbulence rms forcing, they have somewhat different initial rms velocities depending on the wavenumber: about 2 km s^{-1} with k = 16, 3 km s^{-1} with k = 8 and 4.5 km s^{-1} with k = 4. Over time, the rms velocity increases until it is in the range of $4 - 5 \text{ km s}^{-1}$ for all three wavenumbers shown here, with k = 4 also showing spikes up to 7 km s^{-1} . The BH deceleration is slower in the k = 4 case than in the k = 8

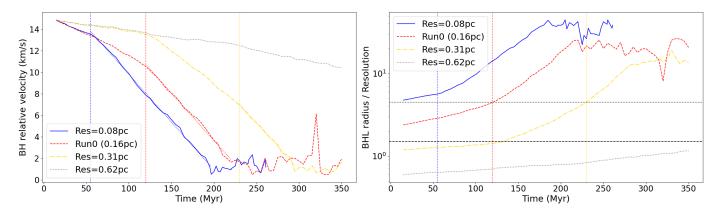


Fig. 7. Evolution with time of the BH relative velocity (left panel) and the BHL radius for 4 different resolutions. The vertical lines show, for each simulation, the point where the BH deceleration reaches 0.09 km s⁻¹ Myr⁻¹ and the BHL radius about $4.5\Delta x$. The dashed and dotted horizontal lines in the right panel represent respectively BHL radius equal to $r_{\rm BHL} = 1.5\Delta x$ and $r_{\rm BHL} = 4.5\Delta x$. In the simulation where the BHL radius is unresolved (Res0.62pc), BH deceleration is very inefficient. In Res0.31pc, where the BHL radius is resolved after 120 Myr, we see at the same time that the BH starts to decelerate faster, with a second increase in deceleration occurring when $r_{\rm BHL} = 4.5$ at t = 240, Myr. As the resolution increases and the BHL radius is resolved with more elements (Res0.16pc and Res0.08pc) the effect of dynamical friction becomes more pronounced.

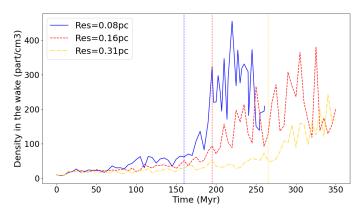


Fig. 8. Evolution of the density in the wake as a function of time for three different resolutions. The dotted vertical lines of the associated colours show the time of the transition from supersonic to subsonic regime in each case. At higher resolution the density in the wake increases faster, but stalls at similar values when the BH reaches $\mathcal{M}=1$.

and k = 16 cases because the wake is less stirred by the turbulence for high k, and can therefore persist for longer while growing somewhat more strongly. We speculate that this reduction in force for k = 4 occurs because a higher initial rms velocity makes the transfer of momentum and energy from the BH to the gas less efficient.

Performing the wake analysis on the simulations with different turbulence wavenumber, we show in Fig. 10 that the overdensity in the wake grows more strongly when the turbulence wavenumber is higher. The density reached by the wake at the end of the supersonic phase depends mainly on the turbulence wavenumber, and increases with it: from about $n = 35 \,\mathrm{cm}^{-3}$ for k = 4, via $70 \,\mathrm{cm}^{-3}$ for k = 8 (Run0, Res0.08pc and Res0.31pc) to about $150 \,\mathrm{cm}^{-3}$ for k = 16. This confirms that larger eddies are more efficient in dissipating the over-density behind the BH. In summary, in the supersonic regime, when increasing the turbulence wavenumber while keeping the same resolution, the density in the wake reaches a higher level, i.e., it is stronger, over the same period of time.

Once the BH reaches the transonic regime, the wake density evolution is rather chaotic with strong oscillations, as can be seen in Fig. 10. In general, although the BH does not slow down any more, the wake density keeps increasing (except in the k=4 case). This increase is actually stronger than in the supersonic regime (equal in the k=4 cases) and is weaker with a lower turbulence wavenumber.

5.5. Comparison to analytic dynamical friction force

5.5.1. Drag force as a function of Mach number

The last term in Eq. (3) includes $\ln(r_{\rm max}/r_{\rm min})$, which is sometimes referred to as the Coulomb logarithm. This term contains the only free parameters of the model. In this section, we compare the dynamical friction force experienced by the BH in our simulation to Eq. (3) for a range of different values of $\ln(r_{\rm max}/r_{\rm min})$. For easier comparison, we define the dimensionless drag force $f(\mathcal{M})$ as

$$F_{\rm DF}(\mathcal{M}) = f(\mathcal{M}) \frac{4\pi (GM_{\rm BH})^2 \rho_0}{c_{\rm s}^2} ,$$

where F_{DF} is the dynamical friction force experienced by the BH. For the analytic values, $F_{DF} = F_{sup}$ from Eq. (3), so

$$f(\mathcal{M}) = \frac{1}{\mathcal{M}^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{1}{\mathcal{M}^2} \right) + \ln \frac{r_{\text{max}}}{r_{\text{min}}} \right]. \tag{6}$$

To calculate F_{DF} from our simulations, we compute the instantaneous acceleration of the BH by dividing its net velocity change during one simulation timestep by the length of that timestep.

The distribution of $f(\mathcal{M})$ as a function of Mach number can be seen in Fig. 11. To compare this to the analytic function, we plot curves computed using Eq. (3) for different values of $\ln(r_{\text{max}}/r_{\text{min}})$. The values chosen are not fits, due to the intrinsic scatter in the value of $f(\mathcal{M})$ introduced by the turbulence, but rather chosen by eye to bracket the distribution of data points from our simulation. Scatter in the measurement of $f(\mathcal{M})$ is introduced in two different ways. Firstly, the efficiency of the drag force depends on the background density, and therefore varies even at fixed Mach number as the BH traverses underdense or overdense regions. Secondly, the relative velocity between the BH and the background gas varies because the BH enters regions

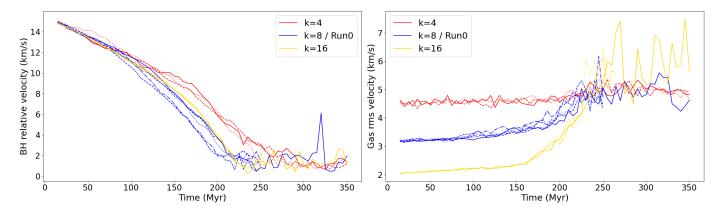


Fig. 9. Evolution with time of the BH relative velocity (left panel) and the gas rms velocity (right panel) for 3 different turbulent wavenumbers. Different linestyles of the same colour probe the stochastic variation of our results. Red curves show results for simulations k4, k4_TSeedA and k4_TSeedB, blue curves show Run0, TSeedA, TSeedB, TSeedC and TSeedD and yellow curves show k16, k16_TSeedA and k16_TSeedB. Deceleration is slower at low wavenumbers, where, in our simulations, the rms velocity is higher, and plausibly transfer of kinetic energy from the BH to the gas less effective. Results are robust to stochastic variation of the turbulent density field.

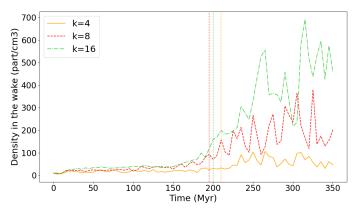


Fig. 10. Wake density as a function of time for turbulent wavenumbers k = 4, k = 8 (Run0) and k = 16. The dotted vertical lines mark the transition from supersonic to subsonic regime in each case. The density in the wake grows faster and to higher values at high wavenumbers, where the gas is closer to homogeneity. At low wavenumbers the larger eddies in the turbulence and the higher rms turbulence erase the wake more easily.

of higher or lower gas relative velocity, which in turn changes the Mach number we measure for our BH. This effects becomes stronger at lower Mach number, where velocity oscillations are more pronounced.

As can be seen in Fig. 11, the shape of $f(\mathcal{M})$ is significantly flattened in comparison to the analytic value at constant $\ln(r_{\text{max}}/r_{\text{min}})$. As a result, the value of $\ln(r_{\text{max}}/r_{\text{min}})$ that allows the analytic values from Ostriker (1999) (Eq. 3) to best match our simulations decreases significantly with Mach number. Phrased differently, if we were to fit $f(\mathcal{M})$ in a turbulent medium with Eq. (3) and a single $\ln(r_{\text{max}}/r_{\text{min}})$, the fit would under-predict $f(\mathcal{M})$ at high Mach number and over-predict it at low Mach number. We explore this phenomenon further in Sec. 5.5.2.

The turbulent wavenumber k also affects the dispersion of the results: we observe a smoother evolution of $f(\mathcal{M})$ with high k (see Fig. 11 bottom right panel for the k=16 case) while the scatter increases with low k (see Fig. 11 bottom left panel for the k=4 case). This can be quantified using the values of $\ln(r_{\max}/r_{\min})$ which envelope all points, as plotted as dotted (minimum $\ln(r_{\max}/r_{\min})$) and dashed (maximum $\ln(r_{\max}/r_{\min})$)

lines in Fig. 11. For k=4, $\ln(r_{\rm max}/r_{\rm min})$ ranges from 0 to 15, while the range tightens to 0.05 to 12 in the k=8 case and even further to 0.1 to 8 in the k=16 case. Also shown on the figure are fitted curves for all values of $f(\mathcal{M})$ for $\mathcal{M}>4$ (dashed-dotted lines). These fits do not reveal any strong dependence on k as the fit is generally poor due to the stochastic nature of the problem and the decrease in efficiency of dynamical friction with decreasing Mach number in our simulation.

When looking at the impact of resolution (top left panel, Fig. 11), dynamical friction becomes more efficient at higher resolution, as can be seen by the fact that the values of $f(\mathcal{M})$ for $\Delta x = 0.31$ pc (red) generally lie below those for $\Delta x = 0.08$ pc (green). However, higher resolution simulations also show more scatter, and therefore require a broader range of $\ln(r_{\text{max}}/r_{\text{min}})$ to envelop the data $(0.05 < \ln(r_{\text{max}}/r_{\text{min}}) < 17$ if $\Delta x = 0.08$ pc, compared to $0.05 < \ln(r_{\text{max}}/r_{\text{min}}) < 10$ if $\Delta x = 0.31$ pc).

In conclusion, the dynamical friction forces as a function of Mach number on the BH in a turbulent medium has an intrinsically flatter shape than in the homogeneous case derived in Ostriker (1999). In a turbulent medium, at fixed \mathcal{M} , the magnitude of the force increases for higher resolution and higher k.

5.5.2. Efficiency of the drag force in a turbulent medium

Given that our simulation has a uniform resolution, $r_{\min} = \Delta x$ is well defined for our simulations. This leaves r_{\max} as the only free parameter in $\ln(r_{\max}/r_{\min})$ to quantify the magnitude of the dynamical friction. We speculated as to the expected values of r_{\max} for a turbulent medium in Section 2. In this Section, we fit the magnitude of the drag force measured from the simulation using Eq. (3) to measure r_{\max} , assuming $r_{\min} = \Delta x$. We note that r_{\max} discussed here is not the physical extent of the wake behind the BH, which we shall refer to as r_{\max} instead.

The results for this fit as a function of Mach number can be seen in Fig. 12. Two things are immediately apparent: $r_{\rm max}$ is strongly a function of Mach number, and the values found here range from unphysically small ($r_{\rm max} \leq r_{\rm min}$) to unreasonably large ($r_{\rm max} >> l_{\rm box}$). The physical extent of the wake, $r_{\rm wake}$ is difficult to measure in simulations due to the density structures inherent in turbulent gas, which make it difficult to differentiate between the overdensity caused by the BH and an overdensity that is simply part of the turbulent gas. However, it certainly cannot exceed the size of the box. This sets a physical upper limit on

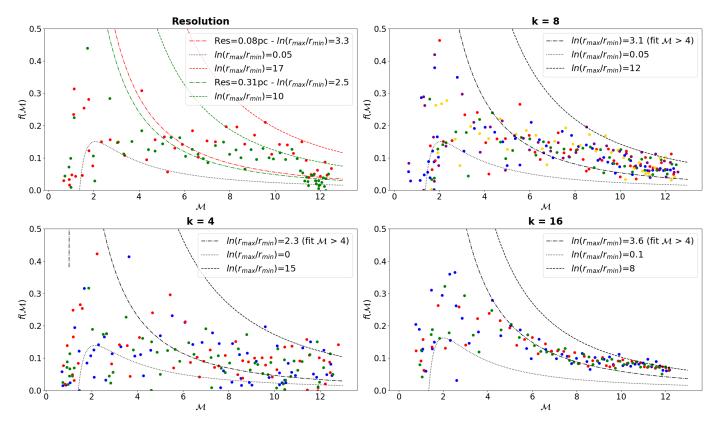


Fig. 11. The magnitude of the dimensionless drag force $f(\mathcal{M})$ as defined in Eq. (6) is shown as a function of Mach number \mathcal{M} . Top left: resolution study for k=8. Top right to bottom left (clockwise): simulations with k=8, k=16, and k=4 respectively, all with resolution 0.16 pc and different turbulent seeds shown as different colours. The main impact of \mathcal{M} on $f(\mathcal{M})$ is not a variation in the magnitude of $f(\mathcal{M})$ but an increase in its scatter for decreasing \mathcal{M} . At high wavenumber, when we are closer to the homogeneous case, the magnitude of $f(\mathcal{M})$ varies more with \mathcal{M} , while in the least homogeneous case (k=4) scatter dominates at all \mathcal{M} .

 $r_{\rm wake}$ of around 40 pc. The $r_{\rm max}$ required to explain the force according to Ostriker (1999) is also clearly higher than the theoretical estimate for $r_{\rm wake}$ in Eq. 5, which remains 2-3 pc throughout the simulation.

The magnitude of r_{max} is a strongly increasing function of Mach number, which reflects the flattened distribution of $f(\mathcal{M})$ as a function of Mach number in comparison to the homogeneous case (see Sec. 5.5.1 for a discussion). This is in clear contradiction with both the original prediction by Ostriker (1999), who predict that $r_{\text{max}} \propto \mathcal{M}t$, and the trend predicted in Sec. 2 where $r_{\text{max}} \propto \mathcal{M}^{-1}$ (see Eq. 5). A value for comparison for a locally smooth medium can be taken from Chapon et al. (2011), who use the long-term dynamical evolution of a transonic BH in a smooth galaxy to predict $r_{\text{max}}/r_{\text{min}} \sim 25$, i.e. $r_{\rm max} \approx 150$ pc for our resolution. In comparison to this, $r_{\rm max}(\mathcal{M})$ in Fig. 12 is much higher at high Mach numbers, but significantly lower at low Mach numbers. We conclude that dynamical friction in a turbulent medium, once fully resolved, is significantly more efficient than in the homogeneous case for strongly supersonic BHs (of M > 5) but significantly less efficient as the BH approaches the transonic regime.

As can be seen in Fig. 12 (top right and bottom panels), lower turbulent wavenumbers produce significantly more scatter in $r_{\rm max}$ but no significant difference in the average $r_{\rm max}$ at a given Mach number. This is in good agreement with the fact that the BH velocity evolution in Fig. 9 shows a small delay in deceleration for k=4 and little difference between k=8 and k=16.

One caveat to this conclusion is that the magnitude of r_{max} calculated using Eq. 3 is very sensitive to the values of the con-

stants, such as the BH mass. ρ_0 is particularly difficult to define. Here it is taken to be the average background density, but obviously the BH passes a series of over and under-densities so ρ_0 is poorly defined in this context. Another hint that a turbulent medium cannot be well approximated by ρ_0 comes from the fact that there is a clear dependence of the maximum $r_{\rm max}$ on the turbulent wavenumber k: higher wavenumbers lead to lower maximum values of $r_{\rm max}$ and less scatter (bottom panels of Fig. 12. This suggests that $v_{\rm rms}$ also plays a role in determining the magnitude of the force. Overall, we conclude that dynamical friction due to a turbulent medium for strongly supersonic BH is considerably more efficient than in the homogeneous case, but less efficient as the BH approaches the transonic regime.

6. Conclusions

In this paper, we presented a study of dynamical friction in a turbulent gaseous medium. We investigated how the deceleration of an initially supersonic BH depends on the properties of the local turbulent medium, thereby bridging the gap between isolated numerical experiments and full-scale galaxy evolution simulations. We find that:

- In a turbulent medium, an over-dense wake develops down-stream of the BH, which slows an originally supersonic BH (here, $\mathcal{M}_{ini} \sim 10$ down to the transonic regime, where $\mathcal{M}=1$.)
- The efficiency of dynamical friction depends on how well the Bondi-Hoyle-Lyttleton radius is resolved in the simulations. For $1 < r_{\rm BHL}/\Delta x < 5$, the dynamical friction is present but

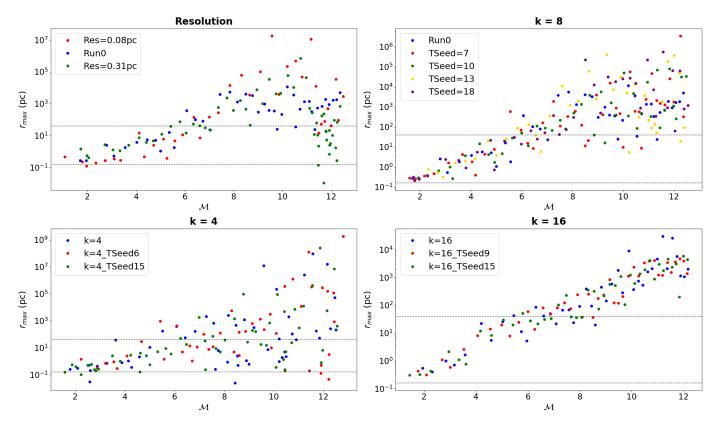


Fig. 12. r_{max} , calculated from Eq (5) as a function of Mach number, \mathcal{M} . Clockwise from top left: resolution study for k = 8, simulations with k = 8 and resolution 0.16 pc and different turbulent seeds, simulations with k = 16 and resolution 0.16 pc and different turbulent seeds, simulations with k = 4 and resolution 0.16 pc and different turbulent seeds. The two horizontal dotted lines indicates the size of the box (40 pc) and the fiducial resolution (0.16 pc). The values obtained for high \mathcal{M} are unreasonably high, meaning that the force experienced by a BH in a turbulent medium is not well approximated by the analytic formalism developed for a homogeneous medium.

reduced in comparison to higher values. At higher resolution, the magnitude of the force is converged for the full range of resolutions tested here, $5 < r_{\rm BHL}/\Delta x < 50$.

- Even in a turbulent medium, evolution of dynamical friction is determined by the classic thermal Mach number $\mathcal{M} = v_{rel}/c_s$ rather than the turbulent Mach number $\mathcal{M}_{turb} = v_{rel}/\sqrt{c_s^2 + v_{rms}^2}$ which takes the turbulent rms velocity into account. While nothing special happens when $\mathcal{M}_{turb} = 1$, dynamical friction becomes very inefficient when $\mathcal{M} = 1$ and BHs velocity evolution stalls at this point with no further slow-down observed in our simulations.
- Dynamical friction is more efficient for higher wavenumbers of the background turbulence. In our simuations, the BH reaches the transonic regime after approximately 200 Myr for k = 16, rather than the 300 Myr required when k = 4. This result is robust to the statistical variations that occur when drawing a different instance of the same turbulent density distribution.
- In comparison to dynamical friction in a homogeneous medium, presented in Ostriker (1999), we report that for a decelerating BH in a turbulent medium, magnitude of the force depends only weakly on \mathcal{M} as long as $\mathcal{M} > 1$. Overall, the r_{max} required to fit the formula from Ostriker (1999) is unrealistically high for high \mathcal{M} , where we find that r_{max} exceeds the size of the box probed here by several orders of magnitude. By contrast, $r_{\text{max}} < \Delta x$ for low \mathcal{M} . We therefore report that in a turbulent medium, dynamical friction is more efficient for high Mach numbers, but less efficient as the BH approaches the transonic regime (i.e. as $\mathcal{M} \to 1$).

At a given Mach number, scatter in dynamical friction magnitude is larger for turbulence with lower k than for higher k, due to the more extended but less frequent density perturbations traversed by the BH.

There are a few caveats to the work presented here. One is that we do not capture the exchange of momentum between the BH and the background gas due to accretion. Using the BHL accretion rate

$$\dot{M}_{\rm BH} = \frac{4\pi \rho G^2 M_{\rm BH}^2}{({\rm v_{\rm rel}^2 + v_{\rm eff}^2})^{3/2}},$$

we estimate that the mass accretion rate during the supersonic regime with $v_{rel}=10\,km\,s^{-1},\,v_{rms}=4\,km\,s^{-1}$ is $\sim5\,M_{\odot}\,Myr^{-1}.$ This leads to about $10^3\,M_{\odot}$ accreted during the 200 Myr of supersonic regime, and, hence, a decrease of approximately a tenth of the initial BH velocity due to gas accretion. This effect could potentially allow the BH to slow down into the sub-sonic regime, as accretion becomes more efficient at low Mach numbers. Including the impact of accretion in the long-term evolution of the BH is left to future work.

Vice-versa, the aftermath of gas accretion, injection of energy as feedback, has been shown to act counter to dynamical friction. Indeed, with radiative (Park & Bogdanović 2017), thermal (Souza Lima et al. 2017) and kinetic (Gruzinov et al. 2020) feedback the wake can be destroyed, nullifying the deceleration. Furthermore, feedback can create an underdense region behind the BH and the net effect is for the BH to experience an acceleration in the direction of motion, at least temporarily and for

some gas densities and BH masses (Toyouchi et al. 2020). We caution that the small size of our box means that the BH traverses the same region of gas repeatedly throughout the study, despite choosing an angle that minimizes this effect. The turbulent forcing implemented here re-randomises the gas density field before the next pass, but we cannot rule out that cumulative effects might affect the late-time evolution of our BH.

Overall, we conclude that dynamical friction due to a turbulent background medium is able to efficiently slow a BH down to $\mathcal{M} = 1$, but cannot further decelerate the BH. This force is self-consistently captured by hydrodynamical simulations as long as the minimum resolution criterion of $r_{\rm BH}/\Delta x > 5$ is met, but under-resolved otherwise. When resolved, the force in a turbulent medium exceeds that in a homogeneous medium at high Mach number, but is reduced around the trans-sonic regime.

Acknowledgements. RSB gratefully acknowledges funding from Newnham College, University of Cambridge and the ANR grant LYRICS (ANR-16-CE31-0011). This work was granted access to the HPC resources of CINES under the allocations A0080406955 and A0100406955 made by GENCI. This work has made use of the Infinity Cluster hosted by Institut d'Astrophysique de Paris. We thank Stéphane Rouberol for smoothly running this cluster for us. Visualisations in this paper were produced using the YT PROJECT (Turk et al. 2011).

References

```
Amaro-Seoane, P., Audley, H., Babak, S., et al. 2017, arXiv e-prints,
  arXiv:1702.00786
```

Audit, E. & Hennebelle, P. 2005, A&A, 433, 1

Bahé, Y. M., Schaye, J., Schaller, M., et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2109.01489

Barausse, E., Dvorkin, I., Tremmel, M., Volonteri, M., & Bonetti, M. 2020, ApJ, 904, 16

Bartlett, D. J., Desmond, H., Devriendt, J., Ferreira, P. G., & Slyz, A. 2021, MNRAS, 500, 4639

Beckmann, R. S., Devriendt, J., Slyz, A., et al. 2017, MNRAS, 472, 949

Beckmann, R. S., Slyz, A., & Devriendt, J. 2018, MNRAS, 478, 995

Bellovary, J. M., Cleary, C. E., Munshi, F., et al. 2019, MNRAS, 482, 2913

Bellovary, J. M., Governato, F., Quinn, T. R., et al. 2010, ApJ, 721, L148

Bellovary, J. M., Hayoune, S., Chafla, K., et al. 2021, MNRAS, 505, 5129

Blecha, L., Cox, T. J., Loeb, A., & Hernquist, L. 2011, MNRAS, 412, 2154 Bleuler, A. & Teyssier, R. 2014, MNRAS, 445, 4015

Bower, R. G., Benson, A. J., Malbon, R., et al. 2006, MNRAS, 370, 645 Chandrasekhar, S. 1943, ApJ, 97, 255

Chapon, D., Mayer, L., & Teyssier, R. 2011, MNRAS, 429, 3114 Chen, N., Ni, Y., Tremmel, M., et al. 2022, MNRAS, 510, 531

Colpi, M., Mayer, L., & Governato, F. 1999, ApJ, 525, 720

Commerçon, B., Marcowith, A., & Dubois, Y. 2019, A&A, 622, A143

Cowie, L. L. 1977, MNRAS, 180, 491

Croton, D. J., Springel, V., White, S. D. M., et al. 2006, MNRAS, 365, 11

Di Matteo, T., Springel, V., & Hernquist, L. 2005, Nature, 433, 604

Dokuchaev, V. P. 1964, Soviet Ast., 8, 23 Dosopoulou, F. & Antonini, F. 2017, ApJ, 840, 31

Dotti, M., Colpi, M., Haardt, F., & Mayer, L. 2007, MNRAS, 379, 956

Dubois, Y., Beckmann, R., Bournaud, F., et al. 2021, A&A, 651, A109

Dubois, Y., Devriendt, J., Slyz, A., & Teyssier, R. 2010, MNRAS, 409, 985 Dubois, Y., Devriendt, J., Slyz, A., & Teyssier, R. 2012, MNRAS, 420, 2662

Dubois, Y., Peirani, S., Pichon, C., et al. 2016, MNRAS, 463, 3948

Dubois, Y., Pichon, C., Devriendt, J., et al. 2013, MNRAS, 428, 2885

Eswaran, V. & Pope, S. B. 1988, Computers and Fluids, 16, 257

Evans, C. R. & Hawley, J. F. 1988, ApJ, 332, 659

Federrath, C., Roman-Duval, J., Klessen, R. S., Schmidt, W., & Mac Low, M. M. 2010, A&A, 512, A81

Foglizzo, T., Galletti, P., & Ruffert, M. 2005, A&A, 435, 397

Fromang, S., Hennebelle, P., & Teyssier, R. 2006, A&A, 457, 371

Fujii, M., Funato, Y., & Makino, J. 2006, Publ. Astron. Soc. Japan, 58, 743 Granato, G. L., De Zotti, G., Silva, L., Bressan, A., & Danese, L. 2004, ApJ,

600,580Gruzinov, A., Levin, Y., & Matzner, C. D. 2020, MNRAS, 492, 2755

Guillet, T. & Teyssier, R. 2011, Journal of Computational Physics, 230, 4756

Hurley, J. R., Tout, C. A., & Pols, O. R. 2002, MNRAS, 329, 897

Iben, Icko, J. & Livio, M. 1993, Publ. Astron. Soc. Pacific, 105, 1373

Jenet, F. A., Hobbs, G. B., Lee, K. J., & Manchester, R. N. 2005, ApJ, 625, L123

Jenet, F. A., Lommen, A., Larson, S. L., & Wen, L. 2004, ApJ, 606, 799

Korol, V., Ciotti, L., & Pellegrini, S. 2016, MNRAS, 460, 1188

Kunyang, Li, Bogdanović, T., Ballantyne, D. R., & Bonetti, M. 2022, arXiv eprints, arXiv:2201.11088

Lapiner, S., Dekel, A., & Dubois, Y. 2021, MNRAS, 505, 172

Li, K., Bogdanović, T., & Ballantyne, D. R. 2020, ApJ, 896, 113 Li, K., Bogdanović, T., & Ballantyne, D. R. 2020, ApJ, 905, 123

Ma, L., Hopkins, P. F., Ma, X., et al. 2021, MNRAS, 508, 1973

MacLeod, M. & Ramirez-Ruiz, E. 2015, ApJ, 803, 41

Mayer, L. 2013, Class. Quantum Gravity, 30, 244008

Miyoshi, T. & Kusano, K. 2005, Journal of Computational Physics, 208, 315

Morton, B., Khochfar, S., & Oñorbe, J. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2103.15848 Ni, Y., Di Matteo, T., Bird, S., et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2110.14154

Ogiya, G. & Burkert, A. 2016, MNRAS, 457, 2164

Ostriker, E. C. 1999, ApJ, 513, 252

Park, K. & Bogdanović, T. 2017, ApJ, 838, 103

Park, K. & Bogdanović, T. 2019, ApJ, 883, 209

Pfister, H., Volonteri, M., Dubois, Y., Dotti, M., & Colpi, M. 2019, MNRAS, 486, 101

Reines, A. E., Condon, J. J., Darling, J., & Greene, J. E. 2020, ApJ, 888, 36 Rephaeli, Y. & Salpeter, E. E. 1980, ApJ, 240, 20

Ricarte, A., Tremmel, M., Natarajan, P., Zimmer, C., & Quinn, T. 2021, MNRAS, 503, 6098

Ruderman, M. A. & Spiegel, E. A. 1971, ApJ, 165, 1

Ruffert, M. 1996, A&A, 311, 817

Ruffert, M. & Arnett, D. 1994, ApJ, 427, 351

Schmidt, W., Federrath, C., Hupp, M., Kern, S., & Niemeyer, J. C. 2009, A&A, 494, 127

Sijacki, D., Springel, V., Di Matteo, T., & Hernquist, L. 2007, MNRAS, 380, 877 Souza Lima, R., Mayer, L., Capelo, P. R., & Bellovary, J. M. 2017, ApJ, 838, 13 Teyssier, R. 2002, A&A, 385, 337

Teyssier, R., Fromang, S., & Dormy, E. 2006, Journal of Computational Physics, 218, 44

Toyouchi, D., Hosokawa, T., Sugimura, K., & Kuiper, R. 2020, MNRAS, 496, 1909

Tremmel, M., Governato, F., Volonteri, M., & Quinn, T. R. 2015, MNRAS, 451, 1868

Tremmel, M., Karcher, M., Governato, F., et al. 2017, MNRAS, 470, 1121

Turk, M. J., Smith, B. D., Oishi, J. S., et al. 2011, ApJS, 192, 9

Volonteri, M. & Perna, R. 2005, MNRAS, 358, 913 Volonteri, M., Pfister, H., Beckmann, R. S., et al. 2020, MNRAS, 498, 2219

Yu, Q. 2002, MNRAS, 331, 935 Zhu, H. & Gnedin, N. Y. 2021, ApJS, 254, 12

Appendix A: Dependence on random seed

In Figs. A.1 and A.2 we show the analogues of Fig. 6 for k = 4 and k = 16. As for k = 8 the results are robust to small stochastic changes in the initial conditions.

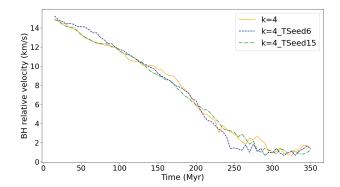


Fig. A.1. Evolution with time of the BH relative velocity for different turbulence seed with a turbulence wavenumber k = 4.

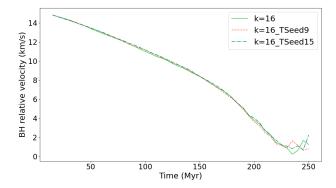


Fig. A.2. Evolution with time of the BH relative velocity for different turbulence seed with a turbulence wavenumber k = 16.

Chapitre 5

Conclusion

Dans le cadre de cette thèse je me suis d'abord intéressée à l'évolution de la masse et du spin des trous noirs supermassifs lors d'une fusion de galaxies. Les simulations réalisées au cours de ce projet ont mis en évidence un problème dans la modélisation de l'interaction entre les trous noirs et le gaz. Ce problème ne m'a pas permis d'obtenir des résultats concluants mais par contre il m'a amenée à m'intéresser à la dynamique des trous noirs dans un milieu gazeux turbulent.

J'ai alors travaillé sur l'un des mécanismes mis en avant pour expliquer la décroissance orbitale des trous noirs depuis la périphérie d'une galaxie résultant d'une fusion de galaxies : la friction dynamique en milieu gazeux. A l'aide de simulations hydrodynamiques à haute résolution j'ai étudié la friction dynamique à laquelle est soumis un trou noir massif dans un milieu gazeux turbulent caractéristique d'une fusion de galaxies.

La friction dynamique due à un milieu gazeux turbulent se révèle efficace à ralentir un trou noir supersonique jusqu'à une vitesse proche de celle du son. En dessous de Mach 1 la friction dynamique devient inefficace, en accord avec les formules analytiques en milieu homogène. La friction dynamique est correctement capturée dans ces simulations dès lors que la résolution permet de décrire le rayon de Bondi par au moins cinq éléments de résolution. La décélération du trou noir dépend des propriétés locales du milieu turbulent : on constate que la friction dynamique est plus efficace dans un milieu plus fragmenté, caractérisé par des perturbations à plus petite échelle spatiale. La friction dynamique mesurée dans ces simulations en milieu turbulent a une dépendance plus faible au nombre de Mach (lorsque $\mathcal{M}>1$) que suggéré par Ostriker (1999) pour un milieu homogène. En conséquence on constate une friction dynamique turbulente plus efficace à haut nombre de Mach et moins efficace dans le régime transsonique que dans le cas d'un milieu homogène.

Un développement de ce travail serait de prendre en compte la physique propre aux trous noirs, l'accrétion de gaz et la rétroaction d'énergie dans le milieu environnant qui peuvent impacter l'efficacité de la friction dynamique. Ces aspects ont été abordés dans le cas d'un milieu homogène et les études suggèrent un effet positif de l'accrétion contre-balancé par un effet négatif de la rétroaction. La turbulence peut impacter l'accrétion et la rétroaction du trou noir, amener une certaine variabilité temporelle dans ces phénomènes et modifier leur influence sur la friction dynamique.

Bibliographie

- Abramowicz, M. A. (juin 2009). « The Paczyński-Wiita potential. A step-by-step "derivation". Commentary on: Paczyński B. and Wiita P. J., 1980, A&A, 88, 23 ». In: Astronomy and Astrophysics 500.1, p. 213-214. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009A&A...500..213A (cf. p. 16).
- Abramowicz, M. A., M. Calvani et L. Nobili (déc. 1980). « Thick accretion disks with super-Eddington luminosities ». In: Astrophysical Journal 242, p. 772-788. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1980ApJ... 242..772A (cf. p. 16).
- Abramowicz, Marek A. et al. (jan. 1995). « Thermal Equilibria of Accretion Disks ». In: Astrophysical Journal Letters 438, p. L37. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995ApJ...438L..37A (cf. p. 16).
- Agertz, Oscar et al. (sept. 2007). « Fundamental differences between SPH and grid methods ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 380.3, p. 963-978. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007MNRAS.380..963A (cf. p. 24).
- Aird, J. et al. (août 2015). « The evolution of the X-ray luminosity functions of unabsorbed and absorbed AGNs out to z~ 5 ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 451.2, p. 1892-1927. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015MNRAS.451.1892A (cf. p. 9, 10, 12).
- Amaro-Seoane, Pau et al. (fév. 2017). « Laser Interferometer Space Antenna ». In: arXiv e-prints, arXiv:1702.00786, arXiv:1702.00786. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017arXiv170200786A (cf. p. 7).
- Armitage, Philip J. et Priyamvada Natarajan (mar. 2002). « Accretion during the Merger of Supermassive Black Holes ». In: *The Astrophysical Journal* 567.1, p. L9-L12. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2002ApJ...567L...9A (cf. p. 18).
- Audit, E. et P. Hennebelle (avr. 2005). « Thermal condensation in a turbulent atomic hydrogen flow ». In: Astronomy and Astrophysics 433.1, p. 1-13.

- URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005A&A...433....1A (cf. p. 36).
- Bardeen, James M. (avr. 1970). « Kerr Metric Black Holes ». In: *Nature* 226.5240, p. 64-65. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1970Natur.226...64B (cf. p. 11, 33).
- Bate, Matthew R., Ian A. Bonnell et Nigel M. Price (nov. 1995). « Modelling accretion in protobinary systems ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 277.2, p. 362-376. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995MNRAS.277..362B (cf. p. 30).
- Begelman, M. C., R. D. Blandford et M. J. Rees (sept. 1980). « Massive black hole binaries in active galactic nuclei ». In: *Nature* 287.5780, p. 307-309. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1980Natur.287..307B (cf. p. 17).
- Begelman, Mitchell C. (mar. 2012). « Radiatively inefficient accretion: breezes, winds and hyperaccretion ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 420.4, p. 2912-2923. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2012MNRAS.420.2912B (cf. p. 16).
- Begelman, Mitchell C., Roger D. Blandford et Martin J. Rees (avr. 1984). « Theory of extragalactic radio sources ». In: Reviews of Modern Physics 56.2, p. 255-351. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1984RvMP...56..255B (cf. p. 7).
- Behroozi, Peter S., Risa H. Wechsler et Charlie Conroy (juin 2013). « The Average Star Formation Histories of Galaxies in Dark Matter Halos from z = 0-8 ». In: *The Astrophysical Journal* 770.1, 57, p. 57. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013ApJ...770...57B (cf. p. 39).
- Bellovary, Jillian M. et al. (oct. 2010). « Wandering Black Holes in Bright Disk Galaxy Halos ». In: *The Astrophysical Journal Letters* 721.2, p. L148-L152. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010ApJ...721L.148B (cf. p. 17).
- Benson, A. J. (avr. 2005). « Orbital parameters of infalling dark matter substructures ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 358.2, p. 551-562. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005MNRAS. 358..551B (cf. p. 40).
- Berger, M. J. et P. Colella (mai 1989). « Local Adaptive Mesh Refinement for Shock Hydrodynamics ». In: *Journal of Computational Physics* 82.1, p. 64-84. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989JCoPh. .82...64B (cf. p. 23).
- Berger, Marsha J. et Joseph Oliger (mar. 1984). « Adaptive Mesh Refinement for Hyperbolic Partial Differential Equations ». In: *Journal of Computational Physics* 53.3, p. 484-512. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1984JCoPh..53..484B (cf. p. 23).

- Biernacki, Pawel, Romain Teyssier et Andreas Bleuler (juil. 2017). « On the dynamics of supermassive black holes in gas-rich, star-forming galaxies : the case for nuclear star cluster co-evolution ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 469.1, p. 295-313. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017MNRAS.469..295B (cf. p. 17).
- Binney, James et Scott Tremaine (1987). Galactic dynamics. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1987gady.book.....B (cf. p. 19).
- Birnboim, Yuval et Avishai Dekel (oct. 2003). « Virial shocks in galactic haloes? » In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 345.1, p. 349-364. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003MNRAS. 345..349B (cf. p. 9).
- Blandford, R. D. (jan. 1990). « Physical processes in active galactic nuclei. » In: Active Galactic Nuclei. Sous la dir. de R. D. Blandford et al., p. 161-275. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990agn..conf..161B (cf. p. 7).
- Blandford, Roger D. et Mitchell C. Begelman (fév. 1999). « On the fate of gas accreting at a low rate on to a black hole ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 303.1, p. L1-L5. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1999MNRAS.303L...1B (cf. p. 16).
- Blandford, Roger D. et Mitchell C. Begelman (mar. 2004). « Two-dimensional adiabatic flows on to a black hole I. Fluid accretion ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 349.1, p. 68-86. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2004MNRAS.349...68B (cf. p. 16).
- Boehringer, H. et al. (oct. 1993). « A ROSAT HRI study of the interaction of the X-ray emitting gas and radio lobes of NGC 1275. » In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 264, p. L25-L28. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1993MNRAS.264L..25B (cf. p. 10).
- Bondi, H. (jan. 1952). « On spherically symmetrical accretion ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 112, p. 195. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1952MNRAS.112..195B (cf. p. 14).
- Bondi, H. et F. Hoyle (jan. 1944). « On the mechanism of accretion by stars ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 104, p. 273. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1944MNRAS.104..273B (cf. p. 14).
- Booth, C. M. et Joop Schaye (sept. 2009). « Cosmological simulations of the growth of supermassive black holes and feedback from active galactic nuclei: method and tests ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 398.1, p. 53-74. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009MNRAS.398...53B (cf. p. 31, 61).
- Bournaud, Frédéric (avr. 2011). « Galaxy formation hydrodynamics : From cosmic flows to star-forming clouds ». In : Computational Star Formation.

- Sous la dir. de João. Alves et al. T. 270, p. 491-498. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2011IAUS..270..491B (cf. p. 10).
- Bower, R. G. et al. (août 2006). « Breaking the hierarchy of galaxy formation ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 370.2, p. 645-655. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006MNRAS. 370..645B (cf. p. 13).
- Bryan, Greg L. et al. (avr. 2014). « ENZO : An Adaptive Mesh Refinement Code for Astrophysics ». In : *The Astrophysical Journal Supplement* 211.2, 19, p. 19. URL : https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJS..211...19B (cf. p. 23).
- Capelo, Pedro R. et al. (mar. 2015). « Growth and activity of black holes in galaxy mergers with varying mass ratios ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 447.3, p. 2123-2143. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015MNRAS.447.2123C (cf. p. 51, 52, 55).
- Chandrasekhar, S. (mar. 1943). « Dynamical Friction. I. General Considerations: the Coefficient of Dynamical Friction. » In: Astrophysical Journal 97, p. 255. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1943ApJ....97...255C (cf. p. 19, 32).
- Chapon, Damien, Lucio Mayer et Romain Teyssier (mar. 2013). « Hydrodynamics of galaxy mergers with supermassive black holes: is there a last parsec problem? » In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 429.4, p. 3114-3122. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013MNRAS.429.3114C (cf. p. 55).
- Chen, Chien-Ting J. et al. (août 2013). « A Correlation between Star Formation Rate and Average Black Hole Accretion in Star-forming Galaxies ». In: *The Astrophysical Journal* 773.1, 3, p. 3. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013ApJ...773....3C (cf. p. 9).
- Chen, Nianyi et al. (fév. 2022). « Dynamical friction modelling of massive black holes in cosmological simulations and effects on merger rate predictions ». In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 510.1, p. 531-550. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2022MNRAS. 510..531C (cf. p. 17, 21).
- Colella, Phillip (mar. 1990). « Multidimensional Upwind Methods for Hyperbolic Conservation Laws ». In: Journal of Computational Physics 87.1, p. 171-200. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990JCoPh..87..171C (cf. p. 25).
- Commerçon, Benoît, Alexandre Marcowith et Yohan Dubois (fév. 2019). « Cosmic-ray propagation in the bi-stable interstellar medium. I. Conditions for cosmic-ray trapping ». In: Astronomy and Astrophysics 622, A143, A143. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019A&A... 622A.143C (cf. p. 36).

- Costa, Tiago, Debora Sijacki et Martin G. Haehnelt (nov. 2014). « Feedback from active galactic nuclei : energy- versus momentum-driving ». In : Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 444.3, p. 2355-2376. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014MNRAS.444.2355C (cf. p. 13).
- Courant, R., K. Friedrichs et H. Lewy (1928). « On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics ». In: *Mathematische Annalen* 100, p. 32-74. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1967IBMJ... 11..215C (cf. p. 26).
- Dekel, Avishai et Yuval Birnboim (mai 2006). « Galaxy bimodality due to cold flows and shock heating ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 368.1, p. 2-20. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006MNRAS.368....2D (cf. p. 9).
- Di Matteo, T. et al. (fév. 2012). « Cold Flows and the First Quasars ». In: The Astrophysical Journal Letters 745.2, L29, p. L29. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2012ApJ...745L..29D (cf. p. 10).
- Di Matteo, Tiziana, Volker Springel et Lars Hernquist (fév. 2005). « Energy input from quasars regulates the growth and activity of black holes and their host galaxies ». In: *Nature* 433.7026, p. 604-607. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005Natur.433..604D (cf. p. 55).
- Diemer, Benedikt et Andrey V. Kravtsov (jan. 2015). « A Universal Model for Halo Concentrations ». In: *The Astrophysical Journal* 799.1, 108, p. 108. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015ApJ...799..108D (cf. p. 39).
- Dokuchaev, V. P. (août 1964). « Emission of Magnetoacoustic Waves in the Motion of Stars in Cosmic Space. » In: *Soviet Astronomy* 8, p. 23. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1964SvA....8...23D (cf. p. 19).
- Dong, Ruobing, Jesper Rasmussen et John S. Mulchaey (avr. 2010). « A Systematic Search for X-ray Cavities in the Hot Gas of Galaxy Groups ». In: *The Astrophysical Journal* 712.2, p. 883-900. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010ApJ...712..883D (cf. p. 11).
- Dotti, Massimo, Monica Colpi et Francesco Haardt (mar. 2006). « Laser Interferometer Space Antenna double black holes: dynamics in gaseous nuclear discs ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 367.1, p. 103-112. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006MNRAS. 367..103D (cf. p. 18).
- Drouart, G. et al. (juin 2014). « Rapidly growing black holes and host galaxies in the distant Universe from the Herschel Radio Galaxy Evolution Project ». In: *Astronomy and Astrophysics* 566, A53, A53. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014A&A...566A..53D (cf. p. 12).

- Dubois, Y. et al. (oct. 2014a). « Dancing in the dark : galactic properties trace spin swings along the cosmic web ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 444.2, p. 1453-1468. URL : https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014MNRAS.444.1453D (cf. p. 23).
- Dubois, Yohan et al. (mar. 2012). « Self-regulated growth of supermassive black holes by a dual jet-heating active galactic nucleus feedback mechanism: methods, tests and implications for cosmological simulations ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 420.3, p. 2662-2683. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2012MNRAS.420.2662D (cf. p. 10, 13, 30, 34).
- Dubois, Yohan et al. (fév. 2013). « Blowing cold flows away: the impact of early AGN activity on the formation of a brightest cluster galaxy progenitor ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 428.4, p. 2885-2900. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013MNRAS. 428.2885D (cf. p. 12, 13).
- Dubois, Yohan et al. (mai 2014b). « Black hole evolution II. Spinning black holes in a supernova-driven turbulent interstellar medium ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 440.3, p. 2333-2346. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014MNRAS.440.2333D (cf. p. 32).
- Dunn, R. J. H. et al. (mai 2010). « The radio properties of a complete, X-ray selected sample of nearby, massive elliptical galaxies ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 404.1, p. 180-197. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010MNRAS.404..180D (cf. p. 11).
- Dutton, Aaron A. et Andrea V. Macciò (juil. 2014). « Cold dark matter haloes in the Planck era: evolution of structural parameters for Einasto and NFW profiles ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 441.4, p. 3359-3374. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014MNRAS.441.3359D (cf. p. 39).
- Edgar, Richard (sept. 2004). « A review of Bondi-Hoyle-Lyttleton accretion ». In: *New Astronomy Reviews* 48.10, p. 843-859. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2004NewAR..48..843E (cf. p. 14).
- Escala, Andrés et al. (juin 2004). « The Role of Gas in the Merging of Massive Black Holes in Galactic Nuclei. I. Black Hole Merging in a Spherical Gas Cloud ». In: *The Astrophysical Journal* 607.2, p. 765-777. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2004ApJ...607..765E (cf. p. 17).
- Escala, Andrés et al. (sept. 2005). « The Role of Gas in the Merging of Massive Black Holes in Galactic Nuclei. II. Black Hole Merging in a Nuclear Gas Disk ». In: *The Astrophysical Journal* 630.1, p. 152-166. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005ApJ...630..152E (cf. p. 17).

- Eswaran, V. et S. B. Pope (jan. 1988). « An examination of forcing in direct numerical simulations of turbulence ». In: *Computers and Fluids* 16.3, p. 257-278. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1988CF..... 16..257E (cf. p. 36).
- Evans, Charles R. et John F. Hawley (sept. 1988). « Simulation of Magneto-hydrodynamic Flows: A Constrained Transport Model ». In: *Astrophysical Journal* 332, p. 659. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1988ApJ...332..659E (cf. p. 35).
- Federrath, C. et al. (mar. 2010). « Comparing the statistics of interstellar turbulence in simulations and observations. Solenoidal versus compressive turbulence forcing ». In: Astronomy and Astrophysics 512, A81, A81. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010A&A...512A..81F (cf. p. 36).
- Federrath, Christoph et Ralf S. Klessen (jan. 2013). « On the Star Formation Efficiency of Turbulent Magnetized Clouds ». In: *The Astrophysical Journal* 763.1, 51, p. 51. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013ApJ...763...51F (cf. p. 29).
- Ferrarese, Laura et David Merritt (août 2000). « A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies ». In: *The Astrophysical Journal* 539.1, p. L9-L12. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2000ApJ...539L...9F (cf. p. 8).
- Frank, J. et M. J. Rees (sept. 1976). « Effects of massive black holes on dense stellar systems. » In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 176, p. 633-647. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1976MNRAS.176..633F (cf. p. 13).
- Fromang, S., P. Hennebelle et R. Teyssier (oct. 2006). « A high order Godunov scheme with constrained transport and adaptive mesh refinement for astrophysical magnetohydrodynamics ». In: Astronomy and Astrophysics 457.2, p. 371-384. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006A&A...457..371F (cf. p. 35).
- Fryxell, B. et al. (nov. 2000). « FLASH: An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flashes ». In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 131.1, p. 273-334. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2000ApJS..131..273F (cf. p. 23).
- Fujii, Michiko, Yoko Funato et Junichiro Makino (août 2006). « Dynamical Friction on Satellite Galaxies ». In: *Publications of the Astronomical Society of Japan* 58, p. 743-752. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006PASJ...58..743F (cf. p. 19).
- Gabor, J. M. et Frédéric Bournaud (sept. 2013). « Simulations of supermassive black hole growth in high-redshift disc galaxies ». In : *Monthly*

- Notices of the Royal Astronomical Society 434.1, p. 606-620. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013MNRAS.434..606G (cf. p. 60).
- Gabor, J. M. et Frédéric Bournaud (juin 2014). « Active galactic nuclei-driven outflows without immediate quenching in simulations of high-redshift disc galaxies ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 441.2, p. 1615-1627. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014MNRAS. 441.1615G (cf. p. 12).
- Gabor, Jared M. et al. (juil. 2016). « Comparison of black hole growth in galaxy mergers with GASOLINE and RAMSES ». In: Astronomy and Astrophysics 592, A62, A62. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2016A&A...592A..62G (cf. p. 51, 53-55, 60).
- Gebhardt, Karl et al. (août 2000). « A Relationship between Nuclear Black Hole Mass and Galaxy Velocity Dispersion ». In: *The Astrophysical Journal* 539.1, p. L13-L16. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2000ApJ...539L..13G (cf. p. 8).
- Genel, Shy et al. (jan. 2019). « A Quantification of the Butterfly Effect in Cosmological Simulations and Implications for Galaxy Scaling Relations ». In: *The Astrophysical Journal* 871.1, 21, p. 21. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019ApJ...871...21G (cf. p. 23).
- Genzel, R. et al. (fév. 2015). « Combined CO and Dust Scaling Relations of Depletion Time and Molecular Gas Fractions with Cosmic Time, Specific Star-formation Rate, and Stellar Mass ». In: *The Astrophysical Journal* 800.1, 20, p. 20. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015ApJ...800...20G (cf. p. 9, 40).
- Gingold, R. A. et J. J. Monaghan (nov. 1977). « Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars. » In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 181, p. 375-389. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1977MNRAS.181..375G (cf. p. 24).
- Governato, F., M. Colpi et L. Maraschi (nov. 1994). « The fate of central black holes in merging galaxies ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 271, p. 317. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1994MNRAS.271..317G (cf. p. 17).
- Grudić, Michael Y. et al. (sept. 2021). « STARFORGE: Towards a comprehensive numerical model of star cluster formation and feedback». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 506.2, p. 2199-2231. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2021MNRAS.506.2199G (cf. p. 23).
- Guillet, Thomas et Romain Teyssier (juin 2011). « A simple multigrid scheme for solving the Poisson equation with arbitrary domain boundaries ». In: Journal of Computational Physics 230.12, p. 4756-4771. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2011JCoPh.230.4756G (cf. p. 27).

- Haardt, Francesco et Piero Madau (avr. 1996). « Radiative Transfer in a Clumpy Universe. II. The Ultraviolet Extragalactic Background ». In: Astrophysical Journal 461, p. 20. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996ApJ...461...20H (cf. p. 27).
- Häring, Nadine et Hans-Walter Rix (avr. 2004). « On the Black Hole Mass-Bulge Mass Relation ». In: *The Astrophysical Journal* 604.2, p. L89-L92. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2004ApJ...604L..89H (cf. p. 8).
- Harten, Ami (mar. 1983). « High Resolution Schemes for Hyperbolic Conservation Laws ». In: *Journal of Computational Physics* 49.3, p. 357-393. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1983JCoPh..49..357H (cf. p. 26).
- Heckman, Timothy M. et al. (sept. 2004). « Present-Day Growth of Black Holes and Bulges: The Sloan Digital Sky Survey Perspective ». In: *The Astrophysical Journal* 613.1, p. 109-118. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2004ApJ...613..109H (cf. p. 9).
- Hernquist, Lars (juin 1990). « An Analytical Model for Spherical Galaxies and Bulges ». In: Astrophysical Journal 356, p. 359. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990ApJ...356..359H (cf. p. 39).
- Hlavacek-Larrondo, J. et al. (nov. 2013). « Probing the Extreme Realm of Active Galactic Nucleus Feedback in the Massive Galaxy Cluster, RX J1532.9+3021 ». In: *The Astrophysical Journal* 777.2, 163, p. 163. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013ApJ...777..163H (cf. p. 13).
- Hockney, R. W. et J. W. Eastwood (1981). Computer Simulation Using Particles. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1981csup.book.....H (cf. p. 27).
- Hopkins, Philip F. (juin 2015). « A new class of accurate, mesh-free hydrodynamic simulation methods ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 450.1, p. 53-110. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015MNRAS.450...53H (cf. p. 24).
- Hoyle, F. et R. A. Lyttleton (jan. 1939). « The effect of interstellar matter on climatic variation ». In: *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* 35.3, p. 405. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1939PCPS...35..405H (cf. p. 14).
- Keller, B. W. et al. (jan. 2019). « Chaos and variance in galaxy formation ». In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 482.2, p. 2244-2261. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019MNRAS.482.2244K (cf. p. 23).
- Kennicutt Robert C., Jr. (mai 1998). « The Global Schmidt Law in Starforming Galaxies ». In: *The Astrophysical Journal* 498.2, p. 541-552.

- URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1998ApJ...498..541K (cf. p. 29).
- Kereš, Dušan et al. (oct. 2005). « How do galaxies get their gas? » In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 363.1, p. 2-28. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005MNRAS.363....2K (cf. p. 9).
- Kerr, Roy P. (sept. 1963). « Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics ». In: *Physical Review Letters* 11.5, p. 237-238. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1963PhRvL..11..237K (cf. p. 6).
- Khokhlov, A. (juil. 1998). « Fully Threaded Tree Algorithms for Adaptive Refinement Fluid Dynamics Simulations ». In: *Journal of Computational Physics* 143.2, p. 519-543. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1998JCoPh.143..519K (cf. p. 26).
- Kimm, Taysun et Renyue Cen (juin 2014). « Escape Fraction of Ionizing Photons during Reionization: Effects due to Supernova Feedback and Runaway OB Stars ». In: *The Astrophysical Journal* 788.2, 121, p. 121. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJ...788..121K (cf. p. 30).
- Kimm, Taysun et al. (avr. 2017). « Feedback-regulated star formation and escape of LyC photons from mini-haloes during reionization ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 466.4, p. 4826-4846. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017MNRAS.466.4826K (cf. p. 29).
- King, A. R. et al. (oct. 2005). « Aligning spinning black holes and accretion discs ». In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 363.1, p. 49-56. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005MNRAS. 363...49K (cf. p. 33).
- King, Andrew (oct. 2003). « Black Holes, Galaxy Formation, and the M_{BH} - σ Relation ». In : The Astrophysical Journal 596.1, p. L27-L29. URL : https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003ApJ...596L..27K (cf. p. 10).
- Komossa, S. (sept. 2015). « Tidal disruption of stars by supermassive black holes: Status of observations ». In: *Journal of High Energy Astrophysics* 7, p. 148-157. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015JHEAp. ..7..148K (cf. p. 13).
- Kormendy, John et Luis C. Ho (août 2013). « Coevolution (Or Not) of Supermassive Black Holes and Host Galaxies ». In: Annual Review of Astronomy and Astrophysics 51.1, p. 511-653. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013ARA&A..51..511K (cf. p. 8, 9).

- Kormendy, John et Douglas Richstone (jan. 1995). « Inward Bound—The Search For Supermassive Black Holes In Galactic Nuclei ». In: Annual Review of Astronomy and Astrophysics 33, p. 581. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995ARA&A..33..581K (cf. p. 7, 8).
- Kroupa, Pavel (avr. 2001). « On the variation of the initial mass function ». In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 322.2, p. 231-246. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2001MNRAS.322..231K (cf. p. 29).
- Krumholz, Mark R., Christopher F. McKee et Richard I. Klein (août 2004). « Embedding Lagrangian Sink Particles in Eulerian Grids ». In: *The Astrophysical Journal* 611.1, p. 399-412. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2004ApJ...611..399K (cf. p. 30).
- Laplace, P.S. de (1795). Exposition Du Systême Du Monde. vol. 1. Cercle-Social (cf. p. 6).
- Li, Kunyang, Tamara Bogdanović et David R. Ballantyne (déc. 2020). « The Pairing Probability of Massive Black Holes in Merger Galaxies in the Presence of Radiative Feedback ». In: *The Astrophysical Journal* 905.2, 123, p. 123. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2020ApJ... 905..123L (cf. p. 21).
- Liska, M. et al. (juil. 2019). « Bardeen-Petterson alignment, jets, and magnetic truncation in GRMHD simulations of tilted thin accretion discs ». In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 487.1, p. 550-561. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019MNRAS.487..550L (cf. p. 33).
- Lucy, L. B. (déc. 1977). « A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. » In: *Astronomical Journal* 82, p. 1013-1024. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1977AJ.....82.1013L (cf. p. 24).
- Luminet, J.-P. et B. Carter (juin 1986). « Dynamics of an Affine Star Model in a Black Hole Tidal Field ». In: *Astrophysical Journal Supplement* 61, p. 219. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1986ApJS...61..219L (cf. p. 13).
- Lupi, Alessandro, Francesco Haardt et Massimo Dotti (jan. 2015). « Massive black hole and gas dynamics in galaxy nuclei mergers I. Numerical implementation ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 446.2, p. 1765-1774. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015MNRAS.446.1765L (cf. p. 26).
- Lynden-Bell, D. (août 1969). « Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars ». In: *Nature* 223.5207, p. 690-694. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1969Natur.223..690L (cf. p. 7).

- Lynden-Bell, D. (mar. 1978). « Gravity power. » In: *Physica Scripta* 17, p. 185-191. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1978PhyS... 17..185L (cf. p. 7).
- Magorrian, John et Scott Tremaine (oct. 1999). « Rates of tidal disruption of stars by massive central black holes ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 309.2, p. 447-460. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1999MNRAS.309..447M (cf. p. 13).
- Magorrian, John et al. (juin 1998). « The Demography of Massive Dark Objects in Galaxy Centers ». In: *The Astronomical Journal* 115.6, p. 2285-2305. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1998AJ....115.2285M (cf. p. 8).
- Maio, U. et al. (août 2007). « Metal and molecule cooling in simulations of structure formation ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 379.3, p. 963-973. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007MNRAS.379..963M (cf. p. 28).
- Marconi, Alessandro et Leslie K. Hunt (mai 2003). « The Relation between Black Hole Mass, Bulge Mass, and Near-Infrared Luminosity ». In: *The Astrophysical Journal* 589.1, p. L21-L24. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003ApJ...589L..21M (cf. p. 8, 40).
- Martínez-Aldama, Mary L. et al. (déc. 2017). « Highly Accreting Quasars at High Redshift ». In: Frontiers in Astronomy and Space Sciences 4, 65, p. 65. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017FrASS...4... 65M (cf. p. 12).
- Mayer, L., S. Kazantzidis et A. Escala (jan. 2008). « Formation of Nuclear Disks and Supermassive Black Hole Binaries in Galaxy Mergers ». In: *Memorie della Società Astronomica Italiana* 79, p. 1284. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008MmSAI..79.1284M (cf. p. 17).
- Mayer, L. et al. (juin 2007). « Rapid Formation of Supermassive Black Hole Binaries in Galaxy Mergers with Gas ». In: *Science* 316.5833, p. 1874. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007Sci...316.1874M (cf. p. 17).
- McNamara, B. R. et al. (jan. 2005). « The heating of gas in a galaxy cluster by X-ray cavities and large-scale shock fronts ». In: *Nature* 433.7021, p. 45-47. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005Natur. 433...45M (cf. p. 11).
- Merloni, Andrea et Sebastian Heinz (août 2008). « A synthesis model for AGN evolution: supermassive black holes growth and feedback modes ». In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 388.3, p. 1011-1030. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008MNRAS.388.1011M (cf. p. 34).

- Merloni, Andrea, Gregory Rudnick et Tiziana Di Matteo (nov. 2004). « Tracing the cosmological assembly of stars and supermassive black holes in galaxies ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 354.3, p. L37-L42. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2004MNRAS. 354L..37M (cf. p. 9).
- Michell, John (jan. 1784). « On the Means of Discovering the Distance, Magnitude, &c. of the Fixed Stars, in Consequence of the Diminution of the Velocity of Their Light, in Case Such a Diminution Should be Found to Take Place in any of Them, and Such Other Data Should be Procured from Observations, as Would be Farther Necessary for That Purpose. By the Rev. John Michell, B. D. F. R. S. In a Letter to Henry Cavendish, Esq. F. R. S. and A. S. » In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I* 74, p. 35-57. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1784RSPT...74...35M (cf. p. 6).
- Mikkola, Seppo et Mauri J. Valtonen (nov. 1992). « Evolution of binaries in the field of light particles and the problem of two black holes ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Societ* 259.1, p. 115-120. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1992MNRAS.259..115M (cf. p. 18).
- Milosavljević, Miloš et David Merritt (déc. 2001). « Formation of Galactic Nuclei ». In: *The Astrophysical Journal* 563.1, p. 34-62. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2001ApJ...563...34M (cf. p. 17).
- Miyoshi, Takahiro et Kanya Kusano (sept. 2005). « A multi-state HLL approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics ». In: *Journal of Computational Physics* 208.1, p. 315-344. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005JCoPh.208..315M (cf. p. 35).
- Moster, Benjamin P., Thorsten Naab et Simon D. M. White (fév. 2013). « Galactic star formation and accretion histories from matching galaxies to dark matter haloes ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 428.4, p. 3121-3138. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013MNRAS.428.3121M (cf. p. 9, 39).
- Mullaney, J. R. et al. (juil. 2012). « The Hidden "AGN Main Sequence": Evidence for a Universal Black Hole Accretion to Star Formation Rate Ratio since z ~ 2 Producing an M $_{BH}$ -M $_*$ Relation ». In: The Astrophysical Journal Letters 753.2, L30, p. L30. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2012ApJ...753L..30M (cf. p. 9).
- Narayan, Ramesh et Insu Yi (juin 1994). « Advection-dominated Accretion : A Self-similar Solution ». In: Astrophysical Journal Letters 428, p. L13. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1994ApJ...428L..13N (cf. p. 16).

- Narayan, Ramesh et Insu Yi (mai 1995). « Advection-dominated Accretion: Self-Similarity and Bipolar Outflows ». In: Astrophysical Journal 444, p. 231. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995ApJ...444...231N (cf. p. 16).
- Navarro, Julio F., Carlos S. Frenk et Simon D. M. White (mai 1996). « The Structure of Cold Dark Matter Halos ». In: Astrophysical Journal 462, p. 563. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996ApJ...462...563N (cf. p. 39).
- Novikov, I. D. et K. S. Thorne (jan. 1973). « Astrophysics of black holes. » In: *Black Holes (Les Astres Occlus)*, p. 343-450. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1973blho.conf..343N (cf. p. 15).
- Ocvirk, P., C. Pichon et R. Teyssier (nov. 2008). « Bimodal gas accretion in the Horizon-MareNostrum galaxy formation simulation ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 390.4, p. 1326-1338. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008MNRAS.390.13260 (cf. p. 9).
- Oppenheimer, J. R. et H. Snyder (sept. 1939). « On Continued Gravitational Contraction ». In: *Physical Review* 56.5, p. 455-459. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1939PhRv...56..4550 (cf. p. 6).
- Ostriker, Eve C. (mar. 1999). « Dynamical Friction in a Gaseous Medium ». In: *The Astrophysical Journal* 513.1, p. 252-258. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1999ApJ...513..2520 (cf. p. 19-21, 32, 62, 76).
- Ostriker, Jeremiah P. et Luca Ciotti (mar. 2005). « Active galaxies and radiative heating: One contribution of 13 to a Discussion Meeting 'The impact of active galaxies on the Universe at large' ». In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 363.1828, p. 667. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005RSPTA.363..6670 (cf. p. 10).
- Owen, Frazer N., Jean A. Eilek et Namir E. Kassim (nov. 2000). « M87 at 90 Centimeters: A Different Picture ». In: *The Astrophysical Journal* 543.2, p. 611-619. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2000ApJ... 543..6110 (cf. p. 11).
- Paczyńsky, B. et P. J. Wiita (août 1980). « Thick Accretion Disks and Supercritical Luminosities ». In: *Astronomy and Astrophysics* 88, p. 23. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1980A&A....88...23P (cf. p. 15).
- Page, Don N. et Kip S. Thorne (juil. 1974). « Disk-Accretion onto a Black Hole. Time-Averaged Structure of Accretion Disk ». In: Astrophysical Journal 191, p. 499-506. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1974ApJ...191..499P (cf. p. 15).

- Park, KwangHo et Tamara Bogdanović (avr. 2017). « Gaseous Dynamical Friction in Presence of Black Hole Radiative Feedback ». In: *The Astro-physical Journal* 838.2, 103, p. 103. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017ApJ...838..103P (cf. p. 17, 21).
- Perret, Valentin (jan. 2014). « Fusion des galaxies juvéniles : des simulations aux observations ». Theses. Aix-Marseille Université. URL : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01059736 (cf. p. 38).
- Peters, P. C. (nov. 1964). « Gravitational Radiation and the Motion of Two Point Masses ». In: *Physical Review* 136.4B, p. 1224-1232. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1964PhRv..136.1224P (cf. p. 18).
- Pfister, Hugo et al. (juin 2019). « The erratic dynamical life of black hole seeds in high-redshift galaxies ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 486.1, p. 101-111. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019MNRAS.486..101P (cf. p. 17, 21, 32, 61).
- Price, Daniel J. et al. (sept. 2018). « Phantom : A Smoothed Particle Hydrodynamics and Magnetohydrodynamics Code for Astrophysics ». In : Publications of the Astronomical Society of Australia 35, e031, e031. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018PASA...35...31P (cf. p. 24).
- Quinlan, Gerald D. (juil. 1996). « The dynamical evolution of massive black hole binaries I. Hardening in a fixed stellar background ». In: New Astronomy 1.1, p. 35-56. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996NewA....1...35Q (cf. p. 18).
- Rasera, Y. et R. Teyssier (jan. 2006). « The history of the baryon budget. Cosmic logistics in a hierarchical universe ». In: Astronomy and Astrophysics 445.1, p. 1-27. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006A&A...445....1R (cf. p. 29).
- Rees, M. J. et al. (jan. 1982). « Ion-supported tori and the origin of radio jets ». In: *Nature* 295.5844, p. 17-21. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1982Natur.295...17R (cf. p. 16).
- Rees, Martin J. (jan. 1984). « Black Hole Models for Active Galactic Nuclei ». In: Annual review of astronomy and astrophysics 22, p. 471-506. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1984ARA&A..22..471R (cf. p. 7).
- Rephaeli, Y. et E. E. Salpeter (août 1980). « Flow past a massive object and the gravitational drag ». In: *Astrophysical Journal* 240, p. 20-24. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1980ApJ...240...20R (cf. p. 19).
- Rezzolla, Luciano et al. (août 2008). « Final spin from the coalescence of two black holes ». In: *Physical Review* 78.4, 044002, p. 044002. URL:

- $\verb|https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008PhRvD..78d4002R (cf. p. 33).$
- Rosen, Alexander et Joel N. Bregman (fév. 1995). « Global Models of the Interstellar Medium in Disk Galaxies ». In: Astrophysical Journal 440, p. 634. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995ApJ...440..634R (cf. p. 27).
- Ruderman, M. A. et E. A. Spiegel (avr. 1971). « Galactic Wakes ». In: Astrophysical Journal 165, p. 1. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1971ApJ...165....1R (cf. p. 19).
- Ruffert, M. (sept. 1994a). « Three-dimensional hydrodynamic Bondi-Hoyle accretion. III. Mach 0.6, 1.4 and 10; $\gamma=5/3$. » In: Astronomy and Astrophysics Suppl. 106, p. 505-522. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1994A&AS..106..505R (cf. p. 15).
- Ruffert, M. (oct. 1995). « Three-dimensional hydrodynamic Bondi-Hoyle accretion. IV. Specific heat ratio 4/3. » In: Astronomy and Astrophysics Suppl. 113, p. 133. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995A&AS..113..133R (cf. p. 15).
- Ruffert, M. (juil. 1996). « Three-dimensional hydrodynamic Bondi-Hoyle accretion. V. Specific heat ratio 1.01, nearly isothermal flow. » In: Astronomy and Astrophysics 311, p. 817-832. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996A&A...311..817R (cf. p. 15).
- Ruffert, M. et U. Anzer (mar. 1995). « Bondi-Hoyle accretion simulations including velocity gradients. » In: Astronomy and Astrophysics 295, p. 108-112. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995A&A...295...108R (cf. p. 15).
- Ruffert, Maximilian (mai 1994b). « Three-dimensional Hydrodynamic Bondi-Hoyle Accretion. I. Code Validation and Stationary Accretors ». In: Astrophysical Journal 427, p. 342. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1994ApJ...427..342R (cf. p. 15).
- Ruffert, Maximilian et David Arnett (mai 1994). « Three-dimensional Hydrodynamic Bondi-Hoyle Accretion. II. Homogeneous Medium at Mach 3 with gamma = 5/3 ». In: Astrophysical Journal 427, p. 351. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1994ApJ...427..351R (cf. p. 15).
- Salpeter, E. E. (août 1964). « Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects. » In: *Astrophysical Journal* 140, p. 796-800. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1964ApJ...140..796S (cf. p. 7).
- Saltzman, Jeff (nov. 1994). « An Unsplit 3D Upwind Method for Hyperbolic Conservation Laws ». In: Journal of Computational Physics 115.1, p. 153-168. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1994JCoPh.115..153S (cf. p. 25).

- Schmidt, M. (mar. 1963). « 3C 273: A Star-Like Object with Large Red-Shift ». In: *Nature* 197.4872, p. 1040. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1963Natur.197.1040S (cf. p. 6, 7).
- Schmidt, Maarten (mar. 1959). « The Rate of Star Formation. » In: Astro-physical Journal 129, p. 243. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1959ApJ...129..243S (cf. p. 29).
- Schmidt, W., J. C. Niemeyer et W. Hillebrandt (avr. 2006). « A localised subgrid scale model for fluid dynamical simulations in astrophysics. I. Theory and numerical tests ». In: Astronomy and Astrophysics 450.1, p. 265-281. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006A&A... 450..265S (cf. p. 36).
- Schmidt, W. et al. (jan. 2009). « Numerical simulations of compressively driven interstellar turbulence. I. Isothermal gas ». In: Astronomy and Astrophysics 494.1, p. 127-145. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009A&A...494..127S (cf. p. 36).
- Schwarzschild, K. (jan. 1916). « On the Gravitational Field of a Mass Point According to Einstein's Theory ». In: Abh. Konigl. Preuss. Akad. Wissenschaften Jahre 1906,92, Berlin,1907 1916, p. 189-196. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1916AbhKP1916..189S (cf. p. 6).
- Sesana, Alberto, Francesco Haardt et Piero Madau (nov. 2006). « Interaction of Massive Black Hole Binaries with Their Stellar Environment. I. Ejection of Hypervelocity Stars ». In: *The Astrophysical Journal* 651.1, p. 392-400. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006ApJ... 651..392S (cf. p. 18).
- Shakura, N. I. et R. A. Sunyaev (jan. 1973). « Black holes in binary systems. Observational appearance. » In: *Astronomy and Astrophysics* 24, p. 337-355. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1973A&A....24...337S (cf. p. 15, 33).
- Shima, E. et al. (nov. 1985). « Hydrodynamic calculations of axisymmetric accretion flow ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 217, p. 367-386. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1985MNRAS.217..367S (cf. p. 14).
- Silk, Joseph et Martin J. Rees (mar. 1998). « Quasars and galaxy formation ». In: Astronomy and Astrophysics 331, p. L1-L4. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1998A&A...331L...1S (cf. p. 10).
- Silverman, J. D. et al. (mai 2008). « The Luminosity Function of X-Ray-selected Active Galactic Nuclei: Evolution of Supermassive Black Holes at High Redshift ». In: *The Astrophysical Journal* 679.1, p. 118-139. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008ApJ...679..118S (cf. p. 9).

- Silverman, J. D. et al. (mai 2009). « Ongoing and Co-Evolving Star Formation in zCOSMOS Galaxies Hosting Active Galactic Nuclei ». In: *The Astrophysical Journal* 696.1, p. 396-410. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009ApJ...696..396S (cf. p. 9).
- Souza Lima, Rafael et al. (mar. 2017). « The Pairing of Accreting Massive Black Holes in Multiphase Circumnuclear Disks: the Interplay Between Radiative Cooling, Star Formation, and Feedback Processes ». In: *The Astrophysical Journal* 838.1, 13, p. 13. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017ApJ...838...13S (cf. p. 21).
- Springel, Volker (déc. 2005). « The cosmological simulation code GADGET-2 ». In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 364.4, p. 1105-1134. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005MNRAS.364.1105S (cf. p. 24).
- Springel, Volker (jan. 2010). « E pur si muove : Galilean-invariant cosmological hydrodynamical simulations on a moving mesh ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 401.2, p. 791-851. URL : https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010MNRAS.401..791S (cf. p. 24).
- Springel, Volker, Tiziana Di Matteo et Lars Hernquist (fév. 2005). « Black Holes in Galaxy Mergers: The Formation of Red Elliptical Galaxies ». In: *The Astrophysical Journal* 620.2, p. L79-L82. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005ApJ...620L..79S (cf. p. 55).
- Springel, Volker, Naoki Yoshida et Simon D. M. White (avr. 2001). « GAD-GET: a code for collisionless and gasdynamical cosmological simulations ». In: *New Astronomy* 6.2, p. 79-117. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2001NewA....6...79S (cf. p. 24).
- Springel, Volker et al. (juin 2005). « Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars ». In: *Nature* 435.7042, p. 629-636. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005Natur.435..629S (cf. p. 23).
- Springel, Volker et al. (mar. 2018). « First results from the IllustrisTNG simulations: matter and galaxy clustering ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 475.1, p. 676-698. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018MNRAS.475..676S (cf. p. 23).
- Sutherland, Ralph S. et M. A. Dopita (sept. 1993). « Cooling Functions for Low-Density Astrophysical Plasmas ». In: Astrophysical Journal Supplement 88, p. 253. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1993ApJS...88..253S (cf. p. 27).
- Tacconi, L. J. et al. (fév. 2018). « PHIBSS: Unified Scaling Relations of Gas Depletion Time and Molecular Gas Fractions ». In: *The Astrophysical Journal* 853.2, 179, p. 179. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018ApJ...853..179T (cf. p. 9, 40).

- Tamburello, Valentina et al. (jan. 2017). « Supermassive black hole pairs in clumpy galaxies at high redshift: delayed binary formation and concurrent mass growth ». In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 464.3, p. 2952-2962. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017MNRAS.464.2952T (cf. p. 17, 21).
- Tasker, Elizabeth J. et al. (nov. 2008). « A test suite for quantitative comparison of hydrodynamic codes in astrophysics ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 390.3, p. 1267-1281. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008MNRAS.390.1267T (cf. p. 24).
- Teyssier, R. (avr. 2002). « Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES ». In: Astronomy and Astrophysics 385, p. 337-364. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2002A&A...385..337T (cf. p. 23, 25, 27).
- Teyssier, Romain, Sébastien Fromang et Emmanuel Dormy (oct. 2006). « Kinematic dynamos using constrained transport with high order Godunov schemes and adaptive mesh refinement ». In: Journal of Computational Physics 218.1, p. 44-67. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006JCoPh.218...44T (cf. p. 35).
- Thiébaut, J. et al. (juin 2008). « On the onset of stochasticity in Λ cold dark matter cosmological simulations ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 387.1, p. 397-406. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008MNRAS.387..397T (cf. p. 23).
- Toomre, Alar et Juri Toomre (déc. 1972). « Galactic Bridges and Tails ». In: Astrophysical Journal 178, p. 623-666. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1972ApJ...178...623T (cf. p. 55).
- Toro, E. F., M. Spruce et W. Speares (juil. 1994). « Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver ». In: Shock Waves 4.1, p. 25-34. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1994ShWav...4...25T (cf. p. 26).
- Trakhtenbrot, Benny, Marta Volonteri et Priyamvada Natarajan (fév. 2017). « On the Accretion Rates and Radiative Efficiencies of the Highest-redshift Quasars ». In: *The Astrophysical Journal Letters* 836.1, L1, p. L1. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017ApJ...836L...1T (cf. p. 12).
- Trebitsch, Maxime et al. (sept. 2017). « Fluctuating feedback-regulated escape fraction of ionizing radiation in low-mass, high-redshift galaxies ». In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 470.1, p. 224-239. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017MNRAS.470..224T (cf. p. 29).
- Trebitsch, Maxime et al. (sept. 2021). « The OBELISK simulation : Galaxies contribute more than AGN to H I reionization of protoclusters ». In : As-

- tronomy and Astrophysics 653, A154, A154. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2021A&A...653A.154T (cf. p. 29).
- Treister, Ezequiel et al. (oct. 2010). « Heavily Obscured Active Galactic Nuclei in High-redshift Luminous Infrared Galaxies ». In: *The Astrophysical Journal Letters* 722.2, p. L238-L243. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010ApJ...722L.238T (cf. p. 12).
- Tremaine, Scott et al. (août 2002). « The Slope of the Black Hole Mass versus Velocity Dispersion Correlation ». In: *The Astrophysical Journal* 574.2, p. 740-753. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2002ApJ... 574..740T (cf. p. 8).
- Volonteri, Marta, Francesco Haardt et Piero Madau (jan. 2003). « The Assembly and Merging History of Supermassive Black Holes in Hierarchical Models of Galaxy Formation ». In: *The Astrophysical Journal* 582.2, p. 559-573. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003ApJ... 582..559V (cf. p. 17).
- Volonteri, Marta et al. (mai 2015). « Growing black holes and galaxies: black hole accretion versus star formation rate ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 449.2, p. 1470-1485. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015MNRAS.449.1470V (cf. p. 9).
- Wadsley, J. W., J. Stadel et T. Quinn (fév. 2004). « Gasoline: a flexible, parallel implementation of TreeSPH». In: New Astronomy 9.2, p. 137-158. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2004NewA....9...137W (cf. p. 24).
- Wadsley, J. W., G. Veeravalli et H. M. P. Couchman (juin 2008). « On the treatment of entropy mixing in numerical cosmology ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 387.1, p. 427-438. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008MNRAS.387..427W (cf. p. 24).
- Wadsley, James W., Benjamin W. Keller et Thomas R. Quinn (oct. 2017). « Gasoline2: a modern smoothed particle hydrodynamics code ». In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 471.2, p. 2357-2369. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017MNRAS.471.2357W (cf. p. 24).
- Weinberg, M. D. (jan. 1986). « Orbital Decay of Satellite Galaxies in Spherical Systems ». In: *Astrophysical Journal* 300, p. 93. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1986ApJ...300...93W (cf. p. 19).
- Weinberg, Martin D. (août 1989). « Self-gravitating response of a spherical galaxy to sinking satellites ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 239, p. 549-569. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989MNRAS.239..549W (cf. p. 19).
- Willott, Chris J. et al. (août 2010). « Eddington-limited Accretion and the Black Hole Mass Function at Redshift 6 ». In: The Astronomical Jour-

- nal~140.2, p. 546-560. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010AJ....140..546W (cf. p. 12).
- Wyithe, J. Stuart B. et Abraham Loeb (oct. 2003). « Self-regulated Growth of Supermassive Black Holes in Galaxies as the Origin of the Optical and X-Ray Luminosity Functions of Quasars ». In: *The Astrophysical Journal* 595.2, p. 614-623. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003ApJ...595..614W (cf. p. 10).
- Yang, G. et al. (avr. 2018). « Linking black hole growth with host galaxies: the accretion-stellar mass relation and its cosmic evolution ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 475.2, p. 1887-1911. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018MNRAS.475.1887Y (cf. p. 9).
- Yee, Kane (mai 1966). « Numerical solution of inital boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media ». In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 14.3, p. 302-307. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1966ITAP...14..302Y (cf. p. 35).
- Yu, Qingjuan et Scott Tremaine (oct. 2002). « Observational constraints on growth of massive black holes ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 335.4, p. 965-976. URL: https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2002MNRAS.335..965Y (cf. p. 13).

Table des figures

1.1	Corrélations entre la masse du trou noir et la masse du bulbe	
	(à gauche) ou la dispersion de vitesse des étoiles (à droite).	
	Extrait de Kormendy et Ho (2013)	8
1.2	Évolution de la densité de formation d'étoiles et d'accrétion	
	des trous noirs en fonction du temps. Extrait de Aird et al.	
	$(2015). \dots \dots$	10
1.3	Image radio à 90 cm de la galaxie M87. Extrait de Owen, Eilek	
	et Kassim (2000)	11
1.4	Sur-densité dans le sillage d'un trou noir massif se déplaçant	
	dans un milieu gazeux turbulent. Image issue des simulations	
	présentées au chapitre 4	18
1.5	Profils de la perturbation de la densité dans le cas subsonique	
	pour $\mathcal{M} = 0.1, 0.5, 0.75 \text{ et } 0.9$. Extrait de Ostriker (1999)	20
1.6	Profils de la perturbation de la densité dans le cas superso-	
	nique pour $\mathcal{M} = 1.01, 1.5, 2 \text{ et } 10$. Extrait de Ostriker (1999).	20
1.7	Comparaison de la friction dynamique du gaz et d'un milieu	
	non-collisionnel. Les lignes pleines représentent la friction dy-	
	namique en fonction du nombre de Mach dans le cas d'un	
	milieu gazeux. Les lignes pointillées l'équivalent dans le cas	
	d'un milieu non-collisionnel. Extrait de Ostriker (1999)	21
2.1	Fonction de refroidissement pour différentes métallicités. Ex-	
	trait de Maio et al. (2007)	28

3.1	Pour chaque image, projections de la densité de gaz (à gauche)	
	et de la masse d'étoiles (à droite). Image en haut à gauche :	
	Les deux galaxies avant toute perturbation à 30 Myr. Image en	
	haut à droite : La galaxie secondaire subit les effets de marée	
	de la galaxie primaire (100 Myr). Image au milieu à gauche :	
	Premier péricentre à 200 Myr. Image au milieu à droite : Dé-	
	formation des disques et éjection verticale de gaz (320 Myr).	
	Image en bas à gauche : Bras gazeux autour des centres galac-	
	tiques très denses (450 Myr). Image en bas à droite : Premier	
	apocentre à 630 Myr	43
3.2	Pour chaque image, projections de la densité de gaz (à gauche)	
	et de la masse d'étoiles (à droite). Image en haut à gauche :	
	Deuxième péricentre à 1.16 Gyr. Image en haut à droite :	
	Deuxième apocentre à 1.28 Gyr. Image au milieu à gauche :	
	Forte éjection verticale de gaz (1.38 Gyr). Image au milieu à	
	droite: Troisième apocentre. Trou noir secondaire largement	
	privé de gaz (1.50 Gyr). Image en bas à gauche : Fusion des	
	disques stellaires $(1.65\mathrm{Gyr})$. Image en bas à droite : Fusion	
	des trous noirs à 1.79 Gyr	44
3.3	Évolution temporelle des trous noirs secondaire (à gauche) et	
	primaire (à droite). Ligne 1 : séparation des trous noirs. Ligne	
	2 : masse des trous noirs. Ligne 3 : taux d'accrétion de Bondi	
	et d'Eddington. Ligne 4 : taux de formation stellaire dans des	
	sphères centrées sur les trous noirs, de rayons 0.1 kpc, 1 kpc et	
	10 kpc. Ligne 5 : masse du gaz dans les mêmes sphères	47
3.4	Évolution temporelle des trous noirs secondaire (à gauche) et	
	primaire (à droite). Ligne 1 : séparation des trous noirs. Ligne	
	2 : magnitude du spin des trous noirs. Ligne 3 : projections du	
	spins selon x, y et z . Ligne 4 : orientation du moment angulaire	
	du gaz selon x, y et z . Ligne 5 : magnitude du moment angu-	
	laire du gaz dans des couronnes centrées sur les trous noirs,	
	entre 0 et $200\mathrm{pc},200\mathrm{pc}$ et $400\mathrm{pc},400\mathrm{pc}$ et $600\mathrm{pc},600\mathrm{pc}$ et	
	800 pc puis 800 pc et 1000 pc	49

3.5	Extrait de Capelo et al. (2015). Résultats de leur fusion de galaxies de ratio 4 :1 avec une orbite coplanaire prograde. A	
	gauche la galaxie secondaire et à droite la galaxie primaire.	
	Ligne 1 : séparation des trous noirs. Ligne 2 : taux d'accrétion	
	des trous noirs. Ligne 3 : taux de formation d'étoiles dans	
	des sphères centrées sur le centre de masse, de rayon 0.1 kpc,	
	1 kpc et 10 kpc respectivement. Ligne 4 : Masse de gaz dans	
	les mêmes sphères. Ligne 5 : Magnitude du moment angulaire	
	spécifique du gaz dans des couronnes centrées sur le centre de	
	masse, entre 0 et 100 pc, 100 pc et 200 pc, 200 pc et 300 pc,	
	300 pc et 400 pc, 400 pc et 500 pc, 500 pc et 600 pc, 600 pc et	
	$700\mathrm{pc},700\mathrm{pc}$ et $800\mathrm{pc},800\mathrm{pc}$ et $900\mathrm{pc}$ puis $900\mathrm{pc}$ et $1000\mathrm{pc}.$	52
3.6	Zoom sur la galaxie primaire au premier apocentre (à gauche)	
	et au deuxième péricentre (à droite). Les images du haut pro-	
	viennent de la simulation présentée section 3.2. Les suivantes	
	sont extraites de Gabor et al. (2016), au milieu il s'agit de la	
	simulation RAMSES et en bas de la simulation GASOLINE	53
3.7	Extrait de Gabor et al. (2016). Comparaison des simulations	
	GASOLINE et RAMSES de fusion de galaxies coplanaires pro-	
	grades avec un ratio de masse 4 : 1. Ligne 1 : séparation des	
	trous noirs. Ligne 2 : taux d'accrétion des trous noirs. Ligne 3 :	
	Masse de gaz dans des sphères centrées sur les trous noirs, de	
	rayon $200\mathrm{pc},\ 400\mathrm{pc},\ 600\mathrm{pc},\ 800\mathrm{pc}$ et $1\mathrm{kpc}$ respectivement.	
	Ligne 4 : taux de formation d'étoiles dans les mêmes sphères	54
3.8	Évolution de la masse (en haut) et du spin (en bas) du trou	
	noir secondaire lors de 10 simulations de fusion coplanaire pro-	
	grade	56
3.9	Évolution de la masse (en haut) et du spin (en bas) du trou	
	noir primaire lors de 10 simulations de fusion coplanaire pro-	
	grade. Le trou noir résultant de la fusion (lorsqu'elle a lieu)	
	est indiqué par une ligne traitillée	57
3.10	Problème du trou noir secondaire éjecté de la galaxie	59