

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Astrophysique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Christophe Becker**

Thèse dirigée par **Jérôme Bouvier**  
et co-encadrée par **Estelle Moraux**

préparée au sein **Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG)**  
et de l'école doctorale de Physique

## Évolution dynamique des amas stellaires jeunes

Thèse soutenue publiquement le **18 Décembre 2013**,  
devant le jury composé de :

**Christian-Boily**

Prof., Président et Rapporteur

**David-Barrado**

Prof, Rapporteur

**Cathie-Clarke**

Prof., Examineur

**Simon-Goodwin**

Prof., Examineur

**Jean-Louis-Monin**

Prof., Examineur

**Jérôme-Bouvier**

DR1, Directeur de thèse

**Estelle-Moraux**

MdC, Co-Encadrant de thèse





## Remerciements

Et bien nous y voilà ! Car si vous lisez ces mots vous êtes probablement parmi ceux dont j'ai profité de la présence, l'aide, ou les conseils à un moment donné pendant ma thèse, et j'espère que vous vous reconnaitrez dans la suite.

Pour obtenir cette thèse, réunissez un goût certain pour les sciences physiques, une bonne dose de curiosité itinérante, un schuss de travail, et laissez mijoter à feu doux pendant des années.

Les principaux ingrédients ont été réunis grâce à l'ouverture d'esprit d'une famille soudée, merci aux parents et aux frangins, z'êtes géniaux ! Y a pas à dire, passer des heures dans la montagne à gambader et à déconner, ça façonne l'esprit. Merci aux membres de la tripléte pour un soutien important dans la dernière longue ligne droite. J'aimerais également dédicacer cette thèse aux grand-parents, dont j'ai toujours adoré la profonde bienveillance, la curiosité et la générosité.

Réussir une telle recette a été possible par l'école, le lycée, la fac et les contacts qu'on s'y fait. Je remercie particulièrement les Mathieu(s), au caractère si différent mais au dynamisme si communicatif. Je lève mon verre de génépi pour mon max, dont j'apprécie énormément les conseils et qui a toujours su me tirer vers le haut, merci Max, tu es énorme !

Je remercie également les amis dont certains 'Waterlooiens', français comme allemands, avec qui je passe encore régulièrement des moments mémorables, je cite à tout va Christine (hello voisine !), Julien, Arthur, Pierre, Romain, Seb', mais aussi Julie, Alix, Holger, Verena et Tim.

Les ajustements de la recette les plus récents ont été permis par ceux du labo qui le rendent accueillant et très agréable à vivre. En premier lieu ceux avec qui j'ai eu le plaisir de partager le bureau : Sam, smooth-en-chef, brillant par son état nimpesque et d'un dynamisme rare. Entre discussions franches et soirées à flan de Belledonne, avec air de guitare, barbeuc et au milieu de voiles de parapente, c'était la belle vie. Sans parler de smoothie, incarnation même de la smoothitude, qui ne laisse personne insensible... longue vie à Smoothie. Autre contributeur à l'ambiance du bureau 13, je me dois de citer Thomas, autre hyperactif, d'une droiture exemplaire et dont la franchise peut surprendre. I really appreciated our discussions, all the advice and the trust you always had in me. Much more than a helpful collaborator, you are a dear friend with whom I hope to stay in touch, and who I am sure will be very successful in science.

J'ai beaucoup apprécié la compagnie des co-galériens, ou thésards du labo, entre binouze, footing et café des jeux. Dr Blind, Vianney, Remy et Astrid pour les anciens, une belle brochette au sens du décalage tout particulier. Les petits nouveaux (maintenant plus grand c'est vrai), que je n'arriverai probablement pas tous à citer : Julien M. (j'adore le VTT, et vive les vibram !), Julien R., Romane (attention en ski de fond...), Florian, Jacques, Fabien, Simon, Solenn, Justine, Thomas, David, Stefano, Antoine, Mikhael, Fabrice (encore au ski ?). Spéciale dédicace aux anciens du M2, auxquels je souhaite bien de la chance dans cette galère : Virgine, Damien, Justine et LeBreton. Sans oublier Carlo (vive le ski de fond !), Illya (Waaaaa !) et Romain (rdv à l'OHP de nouveau ?), avec qui j'ai partagé bien des discussions et auxquels je souhaite tout le succès qu'ils méritent, merci à vous.

Le labo, c'est aussi tous ces gens permanents ou pas qui rendent la vie plus facile, en passant par l'administration, qui gère cette fourmilière avec beaucoup d'engagement : Valérie, Fabienne (je me souviendrai longtemps de ce rire, il résonne encore dans l'atrium je crois), Annie (merci pour cette gestion impeccable des missions), Marie-Hélène et Laurence. En vrac, j'aimerais aussi remercier Fred (ze sportif, attention), Richard-le-conquérant, mais aussi Jean-Charles, Hervé, Gilles et Pierre, John (notamment pour des cours de M2 très appréciés), Isabelle, Didier, Morten, Myriam et Pop (pour un soutien précieux, merci !).

La thèse a été ponctuée de rencontres avec d'autres chercheurs lors de meetings, de conférences. J'aimerais remercier en particulier Gaspard, Christian, Hervé et Simon pour les discussions (plus ou moins tard le soir...) et conseils qu'ils ont pu me donner. Entouré et stimulé de cette façon, j'ai appris à beaucoup apprécier le métier de chercheur.

Enfin, last but not least, une standing ovation pour ma directrice de thèse, Estelle : grâce à toi cette thèse a été un succès, et j'ai passé de très bons moments durant ces trois ans (notamment pendant les conférences, mais pas que!). J'ai énormément apprécié ton accessibilité, ton écoute et tes conseils toujours positifs et constructifs. À ton contact, j'ai beaucoup appris en science, et sur moi-même, merci ! Avec Jérôme vous êtes déroutants de fraîcheur, d'humilité et d'efficacité, les parfaits chercheurs !

Pour finir cette recette il a fallu l'appui indéfectible et la patience de Laure, ma Miss à moi. Merci de m'avoir accompagné pendant tout ce temps, chapeau ! Tu as passé l'examen haut la main, une compétence que tu pourras valoriser très bientôt car la suite ne s'annonce pas de tout repos, hé hé. J'adresse enfin une mention spéciale aux Jonchery, qui possèdent un sens fabuleux de l'accueil et de l'animation.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Présentation de la problématique . . . . .	1
1.2	Contraintes observationnelles . . . . .	2
1.2.1	La fonction de masse initiale . . . . .	2
1.2.2	Population de binaires . . . . .	6
1.2.3	Cinématique et distribution spatiale . . . . .	8
1.3	Les modèles de formation stellaire . . . . .	9
1.4	Dynamique stellaire . . . . .	13
1.4.1	Approche non collisionnelle . . . . .	13
1.4.2	Approche collisionnelle . . . . .	17
1.5	Mise en application des contraintes observationnelles . . . . .	21
1.5.1	Influence de la dynamique sur les propriétés observées . . . . .	21
1.5.2	Limite des diagnostics observationnels . . . . .	23
1.5.3	Les observations à rebours . . . . .	23
1.5.4	Intérêt du travail de thèse . . . . .	24
<b>2</b>	<b>Codes N-Corps</b>	<b>25</b>
2.1	Présentation générale . . . . .	25
2.2	Système d'unités . . . . .	30
2.3	La suite NBODY par Aarseth . . . . .	31
2.3.1	De Nbody1 à NBody6 . . . . .	31
2.3.2	Mise en place des conditions initiales . . . . .	33
<b>3</b>	<b>Evolution dynamique d'un groupe d'étoiles</b>	<b>43</b>
3.1	Conditions initiales . . . . .	44
3.2	Les différentes phases de l'évolution dynamique . . . . .	45
3.2.1	Scénario standard . . . . .	46
3.2.2	Cas d'un petit groupe . . . . .	47
3.3	Caractérisation de la correspondance $CI \iff Obs$ . . . . .	54
3.3.1	Illustration de la correspondance $CI \implies Obs$ par un exemple . . . . .	54
3.3.2	Correspondance $CI \impliedby Obs$ . . . . .	57
3.4	Conclusion . . . . .	61
<b>4</b>	<b><math>\eta</math> Chamaeleontis</b>	<b>63</b>
4.1	Des caractéristiques observationnelles propres aux amas dynamiquement évolués . . . . .	64
4.2	Méthode . . . . .	64
4.2.1	Difficulté statistique . . . . .	65
4.3	Mise en place des simulations numériques . . . . .	66
4.3.1	Fonction de masse . . . . .	66

4.3.2	Propriétés des binaires . . . . .	67
4.3.3	Gaz . . . . .	68
4.3.4	Positions et vitesses . . . . .	68
4.3.5	Grille des paramètres . . . . .	68
4.3.6	Code N-Corps et suivi de l'évolution . . . . .	69
4.4	Analyse . . . . .	70
4.4.1	Critères observationnels . . . . .	70
4.4.2	Cartes de probabilités . . . . .	72
4.5	Résultats des modèles standards (modèle A) . . . . .	72
4.5.1	Reproduire $\eta$ Cha . . . . .	73
4.5.2	Analyse qualitative . . . . .	74
4.5.3	Synthèse et comparaison avec l'étude précédente . . . . .	78
4.6	Exploration de conditions initiales alternatives . . . . .	80
4.6.1	Appariement des binaires (modèle B) . . . . .	80
4.6.2	Distribution de séparation (modèle C) . . . . .	81
4.6.3	Les naines brunes comme population distincte (modèle D) . . . . .	84
4.6.4	IMF et distribution de séparation tronquées (modèles E et F) . . . . .	85
4.7	Formation de binaires larges . . . . .	86
4.8	Conclusion . . . . .	88
<b>5</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>91</b>
5.1	Conclusion des travaux de thèse . . . . .	91
5.2	Confrontation des données existantes aux simulations . . . . .	92
5.3	Prochains résultats sur la cinématique et l'astrométrie : GAIA, DANCE. . . . .	93
5.4	Vers les simulations mixtes N-Corps + Hydro . . . . .	94
	<b>Bibliographie</b>	<b>97</b>

# Table des figures

1.1	Fonctions de masses des amas évolués et des amas jeunes ou régions de formation stellaire . . . . .	4
1.2	IMF du champ . . . . .	5
1.3	figure issue de Bate (2012) représentant l'état final, à $2 \times 10^5$ années, d'une simulation de l'évolution d'un nuage moléculaire de $500M_{\odot}$ avec 0.4 pc pour rayon initial, prenant en compte le transfert radiatif. Le code couleur représente la densité de colonne du gaz (échelle logarithmique) et les étoiles/naines brunes sont représentées par des points blancs. La taille du cadre de l'image correspond à 0.6 pc. . . . .	12
2.1	Exemple d'un groupe de 200 étoiles réparti en fractale de dimension variant de $D = 1.6, 2, 2.6$ et 3 (respectivement de gauche à droite et de haut en bas). . . . .	38
3.1	Evolution du rayon de demi-masse et sa corrélation avec le rayon de coeur, étoiles de même masse. . . . .	47
3.2	Evolution du rayon de demi-masse et sa corrélation avec le rayon de coeur, avec un spectre de masse. . . . .	48
3.3	Positions des binaires au sein de l'amas en fonction de leur séparation, à un instant différent dans chaque panel. Etoiles de même masse . . . . .	49
3.4	Données similaires à la Fig. 3.3, reproduit depuis Heg06, obtenues par l'analyse de la simulation d'un groupe initial comptant 4096 systèmes avec 10% de binaires. . . . .	50
3.5	Identique à la Fig. 3.3 mis à part par la présence d'un spectre de masse initialement. . . . .	51
3.6	Evolution du bilan énergétique en unité NBody . . . . .	53
3.7	Distributions de la séparation des binaires présentent à différent moments de l'évolution . . . . .	53
3.8	Evolution de la distribution normalisée du nombre de systèmes liés . . . . .	56
3.9	Visualisation de l'évolution de deux simulations types dans l'espace des phases	56
3.10	Evolution des distributions de dispersion de vitesse, rayon de demi-masse et densité entre $t = 0$ Myr et $t = 10$ Myr. . . . .	58
3.11	Evolution de la densité en fonction du temps. Unités NBody . . . . .	59
3.12	Densité à $t = 6$ Myr en fonction de la densité ( $\text{pc}^{-3}$ ) initiale pour les modèles A et B . . . . .	60
3.13	Exploitation des mesures de densité et de vitesse radiale à $t = 2$ Myr et à $t = 10$ Myr pour déterminer la densité initiale . . . . .	62
4.1	Test KS destiné à comparer le degré de similitude entre la distribution de masse observée et la distribution log-normale prise en référence. . . . .	66
4.2	Evolution des mesures $N_1$ à $N_6$ dans un cas standard du modèle A . . . . .	75

4.3	Evolution du rayon médian et vitesse des éjections . . . . .	76
4.4	Analyse quantitative du modèle A par l'usage de la probabilité $a_i(t_{i,m})$ . . . . .	77
4.5	Carte de corrélation entre le nombre de VLMOs ( $N_3$ ) et le nombre de systèmes dans le halo ( $N_4$ ) à $t = 7$ Myr pour $N_{\text{sys}} = 30$ , $R_{\text{PI}} = 0.05$ pc et $Q_i = 0.5$ (modèle A). . . . .	79
4.6	Correlation entre le nombre de système ( $N_1$ ) et le nombre de VLMOs ( $N_3$ ) à $t = 7$ Myr pour $N_{\text{sys}} = 30$ , $R_{\text{PI}} = 0.05$ pc et $Q_i = 0.5$ (modèle A). . . . .	79
4.7	Distribution cumulative de séparation en fonction de la fraction de binaire initiale supposée . . . . .	82
4.8	Evolution de la probabilité d'accord avec les observations pour différents critères, avec la limite en séparation variant de 50 à 730 AU et un rapport de masse plat (modèle C). Ces résultats sont donné pour la configuration $\{Q_i=0.5, N_{\text{sys}} = 20, R_{pl} = 0.1$ pc}. . . . .	84
4.9	Distribution en séparation des systèmes multiples présents à la fin des simulations. Vitesse moyenne et mesure de densité locale autour des systèmes multiples. . . . .	87



# Liste des tableaux

2.1	Codes et algorithmes de la suite NBody . . . . .	32
3.1	Espace des paramètres . . . . .	45
4.1	Propriétés physiques associées à chacun des modèles. . . . .	67
4.2	Grille des paramètres pour le modèle A. Toutes les combinaisons de $N_{\text{sys}}$ , $R_{\text{Pl}}$ , and $Q_i$ ont été envisagées. . . . .	69
4.3	Plage de validité de chaque critère observationnel. . . . .	70
4.4	Analyse quantitative de la capacité de reproduction des observations d' $\eta$ Cha par les simulations du modèle A . . . . .	73
4.5	Fraction de binaires et limite de séparation pour le modèle C. . . . .	82



# Introduction

---

## Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Présentation de la problématique</b>	<b>1</b>
<b>1.2</b>	<b>Contraintes observationnelles</b>	<b>2</b>
1.2.1	La fonction de masse initiale	2
1.2.2	Population de binaires	6
1.2.3	Cinématique et distribution spatiale	8
<b>1.3</b>	<b>Les modèles de formation stellaire</b>	<b>9</b>
<b>1.4</b>	<b>Dynamique stellaire</b>	<b>13</b>
1.4.1	Approche non collisionnelle	13
1.4.2	Approche collisionnelle	17
<b>1.5</b>	<b>Mise en application des contraintes observationnelles</b>	<b>21</b>
1.5.1	Influence de la dynamique sur les propriétés observées	21
1.5.2	Limite des diagnostics observationnels	23
1.5.3	Les observations à rebours	23
1.5.4	Intérêt du travail de thèse	24

---

## 1.1 Présentation de la problématique

Dans le champ du ciel nocturne, *toutes les étoiles sont fleuries*<sup>1</sup> et charment l'oeil par leurs éclats colorés. Plus difficiles à cueillir que des fleurs, les étoiles ne nous donnent qu'une information, leurs couleurs, ce qui rend leurs études délicates. Autre difficulté : contrairement à un parterre de fleurs, dont l'évolution est visible à l'échelle du jour ou de la semaine, la population stellaire (au delà du système solaire) apparaît en comparaison comme figée : elle évolue principalement sous l'effet de la gravité (force dominante à longue portée), ce qui peut être rapide (comme l'orbite d'une planète), mais opère généralement à l'échelle du million d'années. C'est donc l'observation d'un large nombre d'objets qui nous permet de reconstituer une séquence évolutive. Ainsi, l'analyse de la lumière émise par un grand nombre d'étoiles, couplée à l'observation de leurs environnements proches (planètes ou autres étoiles) et lointains (galaxies, nuages moléculaires) a progressivement permis de les caractériser et de théoriser leur évolution et leur formation.

Malgré l'apparente isolation d'une majorité des étoiles au voisinage du soleil, l'observation de structures plus lointaines a contribué à montrer que les étoiles se forment en groupe,

---

1. A. de Saint Exupéry, le petit prince

comme cultivées de manière désordonnée, au sein de nuages moléculaires froids et turbulents. Au fur et à mesure de la formation, le gaz se dissipe pour laisser apparaître les jeunes étoiles et les rendre observables. Plusieurs millions d'années peuvent s'écouler entre les premières phases de formation et la caractérisation par les observations des groupes (ou amas ouverts). Il est donc difficile d'obtenir directement des informations sur ces premières phases de la formation stellaire. De plus la majorité des amas ouverts observés et bien connus ont un âge entre 50 Myr et 1 Gyr pour les plus massifs, et entre 10 et 100 Myr pour les moins massifs : suite à leur formation, ils tendent à se dissocier (plus rapidement s'ils sont moins massifs) sous l'effet de la gravité et à se fondre dans la population du champ. Finalement une grande partie des informations obtenues grâce aux observations nécessite pour être comprise de prendre en compte la formation stellaire ainsi que l'évolution qui suit, dictée par les interactions gravitationnelles et la physique stellaire. Les modèles de formation stellaires fournissent un premier élément de réponse.

L'avancée des techniques de simulation numérique au cours des 20 dernières années a permis la modélisation du processus de formation stellaire (cf partie 1.3). Ces modèles peuvent inclure le traitement de processus physiques complexes mais nécessitent en contre partie un nombre d'heures CPU très important pour simuler les premières phases de formation (soit un âge de plusieurs  $10^5$  années). Par conséquent, les résultats de ces modèles ne sont pas directement comparables avec les observations, et il est difficile de valider ces modèles et les conditions initiales qu'ils adoptent. Afin de pouvoir relier les résultats de ces modèles aux observations, on utilise des codes dédiés uniquement au traitement des interactions dynamiques (que je noterai codes N-Corps), plus rapides, pour simuler l'évolution des groupes d'étoiles sur des échelles de plusieurs millions d'années (cf partie 1.4).

Lors de ma thèse j'ai exploité un code N-Corps pour étudier la dynamique stellaire, dans le but d'apporter des contraintes sur les modèles de formation stellaire. La partie 1.2 détaille les données observationnelles généralement utilisées dans un tel travail, et je présenterai en fin de chapitre (partie 1.5) les études de ce type qui ont déjà été menées. Je me suis intéressé principalement à la dynamique des petits groupes d'étoiles (chapitres 3 et 4), encore relativement peu étudiés de ce point de vue, et sur l'obtention d'un grand nombre de simulations, afin de pouvoir adopter une approche statistique, plus adaptée au comportement stochastique de la dynamique stellaire.

## 1.2 Contraintes observationnelles

### 1.2.1 La fonction de masse initiale

La masse d'une étoile jeune détermine l'ensemble de ses caractéristiques propres (rayon, température, temps de vie et ses phases d'évolution), et dicte la manière dont elle interagira avec son environnement. Il est donc primordial de connaître et de comprendre ce qui façonne la distribution des masses (ou fonction de masse) d'un ensemble d'étoiles jeunes. La fonction de masse a donc été mesurée pour des groupes très variés, le champ proche comme les amas ouverts, associations, les régions de formation stellaire voire les nuages moléculaires formant des coeurs pré-stellaires (où l'on mesure seulement la masse contenue dans des régions de sur-densité). La fonction de masse des amas stellaires évolués est générale-

ment notée PDMF (pour Present Day Mass Function). Dans le cas d'amas plus jeunes, on désigne parfois la fonction de masse observée comme l'IMF (version anglophone de Fonction de Masse Initiale), même si ce que l'on observe n'est plus tout à fait la fonction de masse telle que produite lors de la formation stellaire.

La masse d'une étoile (et par extension l'IMF) s'obtient généralement par l'utilisation d'une relation masse-magnitude (connue empiriquement et par l'observation des étoiles binaires et ensuite par les modèles d'évolution stellaire). Si ce que l'on observe n'est pas une étoile simple mais un système de deux étoiles liées gravitationnellement on doit faire la différence entre la masse totale de ce système lié et la masse individuelle des objets la composant. Ainsi, si les binaires ne sont pas résolues, on obtient l'IMF dite des systèmes<sup>2</sup>. A partir d'une IMF des systèmes on peut obtenir une IMF *individuelle* (c'est à dire contenant les composantes des binaires et les objets simples) en choisissant une prescription pour la fraction de binaires et le rapport de masse. Par défaut le terme seul 'IMF' désigne l'IMF des systèmes.

L'IMF a été introduite par Salpeter (1955) et estimée pour les étoiles du champ plutôt massives ( $0.4 < m/M_{\odot} < 10$  avec  $m$  la masse de l'étoile) à une loi de puissance du type  $dN/dm \propto m^{\alpha}$  (où  $dm$  donne le nombre d'étoiles de masse comprise entre  $m$  et  $m + dm$ ), avec  $\alpha = -2.35$  (ou  $dN/d \log m \propto m^{\alpha+1}$  en échelle logarithmique). Les progrès dans la mesure de l'IMF ont permis de couvrir l'ensemble du spectre de masse, jusqu'aux naines brunes, mais n'ont pas apporté de changement sur l'estimation de Salpeter (1955). Les observations du champ et des amas stellaires (jeunes et évolués) pointent vers une IMF universelle, présentant un pic vers  $0.15 - 0.25 M_{\odot}$  et une décroissance de type (Salpeter 1955) à partir de  $0.5 - 1 M_{\odot}$ . L'IMF dans le régime de masse des naines brunes ( $m < 0.1 M_{\odot}$ ) est moins bien connue (notamment celle du champ, cf. fig. 1.2), du fait de la difficulté accrue à produire une estimation fiable de la masse de tels objets (pour lesquels la relation masse-magnitude est mal connue et particulièrement sensible à l'évaluation de l'âge de l'objet). Il existe diverses fonctions ajustant l'IMF observée, les plus connues sont de type log-normal<sup>3</sup> (Chabrier 2003, 2005) (en dessous de  $1 M_{\odot}$  et en loi de puissance au delà) ou plusieurs lois de puissance accolées (Kroupa 2002). La forme proposée par Chabrier (2003) s'écrit, pour  $m < 1 M_{\odot}$

$$F_{\log-n}(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma m} e^{-\frac{(\ln(m)-\mu)^2}{2\sigma^2}}. \quad (1.1)$$

Elle est paramétrée par deux grandeurs : la masse caractéristique, notée  $\bar{m}$  ou par  $\mu = \log(\bar{m})$ , et la largeur de la distribution, notée  $\sigma$ . L'IMF (des systèmes) et l'IMF individuelle sont décrites avec la même forme mais des jeux de paramètres différents. La valeur de ces paramètres a été estimée à partir de données du champ, d'abord par Chabrier (2003), puis réévaluée par Chabrier (2005) (cf fig. 1.2) à  $\mu = 0.25 M_{\odot}$  et  $\sigma = 0.55$ , pour l'IMF des systèmes et  $\mu = 0.2 M_{\odot}$  et  $\sigma = 0.55$  pour l'IMF individuelle. L'IMF système de Chabrier (2005) (qui est très similaire à celle de Chabrier 2003) ajuste particulièrement bien les données issues des amas stellaires évolués et des amas jeunes (cf fig. 1.1). J'utiliserai cette IMF individuelle dans le chapitre 4.

2. Désigne une étoile simple ou un système multiple non résolu.

3. La loi log-normale, notée  $F_{\log-n}(m)$ , est une loi normale  $F_n(x)$  (gaussienne) représentée en échelle logarithmique, c'est à dire qu'en posant  $x = \log(m)$  on vérifie  $F_{\log-n}(m) dm = F_n(x) dx$

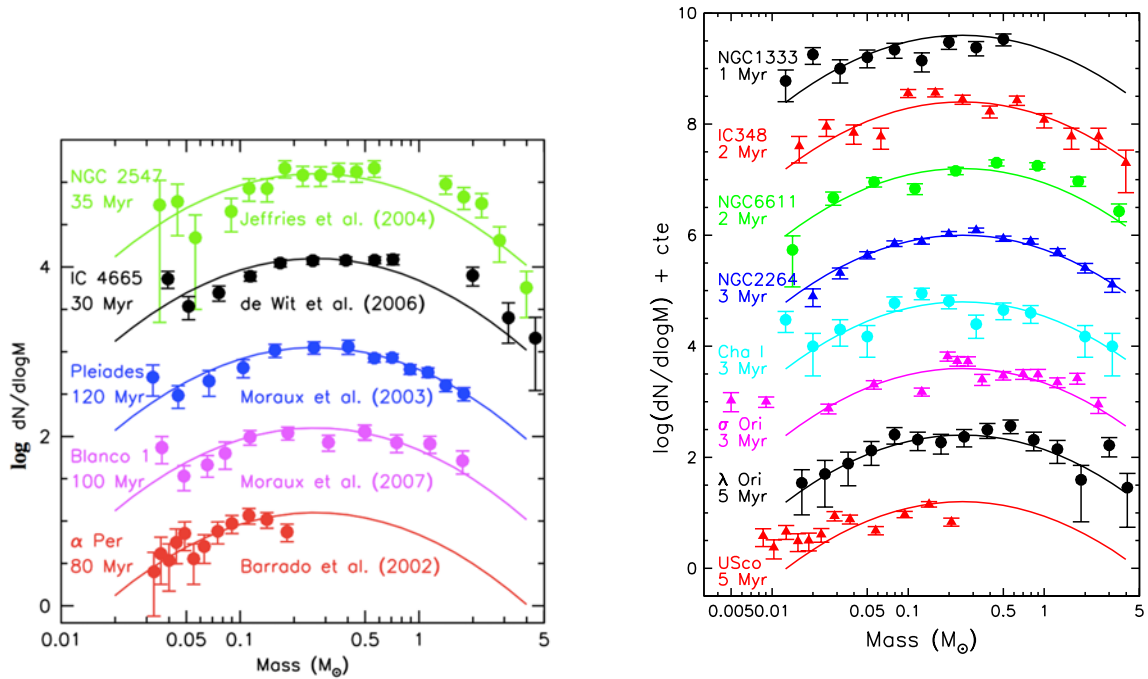


FIGURE 1.1 – Figures de gauche et de droite issues de Jeffries (2012) et Offner et al. (2013) respectivement. Fonction de masse d’amas ouverts évolués (gauche), entre 30 Myr et 150 Myr d’âge, et de groupes ou région de formation stellaire (droite). La courbe superposée à chaque IMF est celle qui ajuste les données des Pleiades, qui correspond également à l’IMF semi-empirique de Chabrier (2003).

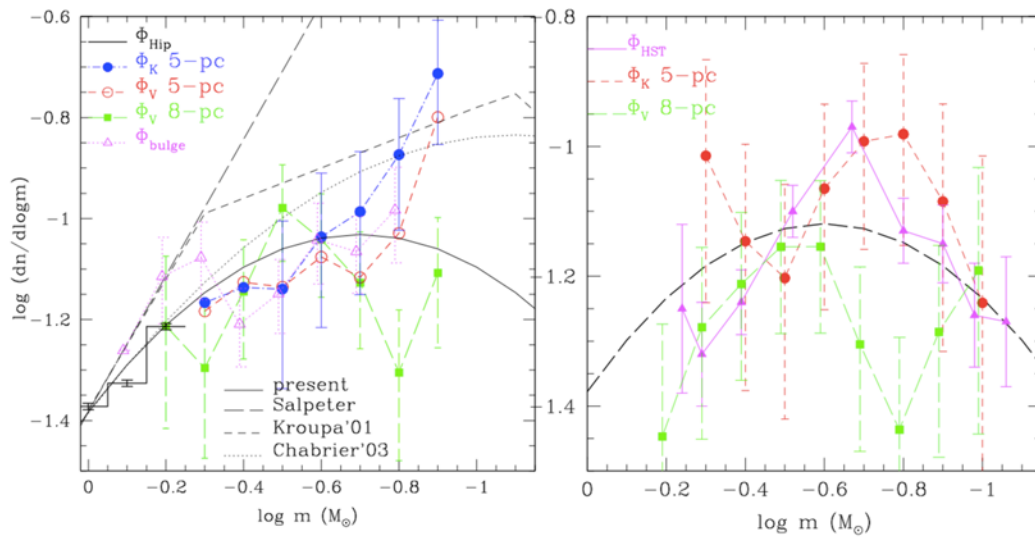


FIGURE 1.2 – Figure issue de Chabrier (2005) qui contient les données des naines M d'un échantillon limité en volume à 8 pc (Reid et al. 2004) et à 5 pc (Henry & McCarthy 1990). Les ajustements à l'IMF les plus courants sont indiqués. Chabrier (2005) propose une fonction de la même forme (log-normale), mais des paramètres différents selon que l'on ajuste l'IMF individuelle (à gauche, traits pleins) ou l'IMF des systèmes (à droite, pointillés). On remarque que les données à 5 pc ou 8 pc donnent une IMF des systèmes (droite) similaire, tandis que l'IMF individuelle ajustant le relevé limité à 8 pc change de manière significative au régime des petites masses. Ce changement a conduit à un nouvel ajustement en traits pleins, très différent de la version précédente par Chabrier (2003).

Récemment une nouvelle fonction (notée  $L3$ ) a été proposée par Maschberger (2012), dont la forme est très proche de celle présentée ci-dessus.  $L3$  présente l'avantage de décrire l'ensemble du spectre de masse à partir d'une unique fonction, jusqu'au régime des étoiles massives. Elle est par ailleurs pratique à utiliser lorsque l'on veut l'échantillonner par tirages aléatoires, car elle possède une intégrale complètement analytique (cf partie 2.3.2.6 du chapitre 2). La fonction densité de probabilité s'écrit

$$P_{L3}(m) = A \left( \frac{m}{\mu} \right)^{-\alpha} \left( 1 + \left( \frac{m}{\mu} \right)^{1-\alpha} \right)^{1-\beta}, \quad (1.2)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  fixent le comportement de la fonction aux grandes et petites masses respectivement, et dont la valeur donne l'IMF des systèmes ou l'IMF individuelle.  $\mu$  est un paramètre analogue au pic de la fonction<sup>4</sup>. Enfin le paramètre  $A$  donne la normalisation et dépend donc des masses minimale et maximale choisies (typiquement  $0.01 M_{\odot}$  et  $150 M_{\odot}$  respectivement). J'ai utilisé cette fonction dans le cadre des travaux présentés au chapitre 3. La grande majorité des observations possède une IMF similaire statistiquement aux formes standards présentées ci-dessus, ce qui indique que l'IMF est invariante par rapport aux conditions de formation et à l'environnement des régions de formation stellaire (Bastian et al. 2010). Comprendre l'origine de cette invariance et ce que cela traduit au niveau de la formation stellaire est un enjeu majeur des modèles de formation stellaire.

Récemment, des observations de régions de formation stellaire ont apporté des indices précieux sur la façon dont l'IMF peut se construire pendant ce processus. Le satellite Herschel a rendu possible l'observation détaillée de grandes régions telles que les complexes d'Aquila ou de Polaris, site très actif de formation stellaire pour le premier, alors que le deuxième n'en montre pas ou très peu de signe. Les premiers résultats d'une série de travaux prometteurs (André et al. 2010) ont révélé une distribution de masse des coeurs pré-stellaires (notée CMF pour Core Mass Function) ajustée par une log-normale de masse caractéristique  $m = 0.6 M_{\odot}$ . Ces nouveaux résultats donnent l'opportunité de tester les modèles de formation stellaire, et sont donc très prisés des théoriciens.

## 1.2.2 Population de binaires

Outre la fonction de masse, les amas stellaires et la population du champ possèdent une population de systèmes multiples, dont les propriétés sont façonnées lors de la formation stellaire et de l'évolution dynamique ultérieure. Ainsi cette population peut apporter des contraintes fortes sur les modèles de formation stellaire. Les propriétés de la population de binaires du champ sont de loin les mieux connues, et sont généralement utilisées comme référence. Cet échantillon permet par exemple d'étudier l'inter-dépendance des propriétés des binaires ainsi que leur variation en fonction de la masse de la primaire. Je présente ici les résultats sur lesquels ma thèse a été amenée à s'appuyer. Je me limiterai donc à mentionner les principaux résultats issus du champ, en exposant toutefois certains points de comparaison avec les résultats issus des amas. Une synthèse complète des résultats observationnels

4. la masse correspondant au maximum de la fonction est  $m_p = \mu(\beta - 1)^{\frac{1}{\alpha-1}}$



peut être trouvée dans Duchêne & Kraus (2013).

Les mesures statistiques associées aux systèmes multiples sont la fraction de binaire, définie comme la proportion de binaires sur le nombre total de systèmes, la distribution de période, et le rapport de masse  $q = m_s/m_p$  entre les masses des composantes primaires  $m_p$  et secondaires  $m_s$ . Les paragraphes suivants mettent en valeur les résultats associés à chacune de ces distributions.

**Fraction de binaire** Une importante proportion des étoiles appartiennent à un système binaire : parmi les étoiles de type solaire ( $0.7 < m/M_\odot < 1.3$ ) une petite majorité, environ 56%, sont solitaires, et 33% sont dans un système binaire (Raghavan et al. 2010). La fraction de binaire varie de 0.22 à plus de 0.5 des étoiles de très faible masse (et naines brunes) aux étoiles massives ( $m > 1.3 M_\odot$ ). Les amas stellaires évolués (tels que les Pleiades, Praesepe, Hyades) semblent posséder une fraction de binaire proche de celle du champ. Pour les populations très jeunes (1 à 5 Myr), la fraction de binaire varie fortement en fonction de la densité : celle-ci est faible dans les régions denses (e.g la nébuleuse d'Orion, IC348), et beaucoup plus élevée dans les régions moins denses comme le Taureau par exemple (ou encore Ophiuchus, Chamealeon, cf Duchêne 1999), avec une fraction de binaire proche de 80%. La fraction de binaire dans les amas très jeunes et les régions de formation est estimée bien supérieure à la valeur du champ (étoiles de type solaire), ce qui indique que le processus de formation stellaire tend à produire majoritairement des systèmes multiples. Ce résultat constitue une contrainte importante pour les modèles de formation stellaire.

**Distribution de période** La période d'une binaire, que l'on associera parfois directement à sa séparation<sup>5</sup>, est la propriété la plus intéressante à considérer du point de vue de la dynamique car (avec la masse du système) elle donne l'énergie interne de la binaire. La distribution de période est bien décrite par une fonction log-normale jusqu'à environ  $1.3M_\odot$ . Cette distribution est particulièrement bien connue pour les étoiles de type solaire grâce à l'exploitation par Raghavan et al. (2010) d'un survey très complet limité en volume à 25 pc. On peut retenir l'intervalle important de séparations couvert par cette distribution, allant de 0.1 AU à  $10^4$  AU environ. Enfin on notera qu'il existe toutefois des différences significative, en fonction de la masse de la primaire, au niveau de la moyenne et de la dispersion de ces distributions : la séparation moyenne augmente fortement avec la masse, pour passer de 4 – 5 AU ( $m < 0.5M_\odot$ ) à 45 AU ( $0.7 < m/M_\odot < 1.3$ ).

Une autre donnée intéressante propre à un système binaire est son excentricité. Elle est amenée à changer suite à des interactions très proches (mécanisme de Kozai) et par effets de marée. La population du champ révèle une distribution d'excentricité approximativement plate pour les périodes supérieures à 100 jours. Il est intéressant de noter que ces données ne sont pas compatibles avec une distribution thermique  $f(e) = 2e$ , qui décrit l'équiprobabilité des énergies d'une binaire de séparation donnée. Cette distribution thermique a néanmoins été beaucoup utilisée pour mettre en place les conditions initiales

5. ou demi-grand axe. La correspondance entre la séparation et la période (loi de Kepler) passe simplement par la précision de la masse totale du système

des simulations numériques, à l'image des simulations que j'ai effectuées au chapitre 4. Les observations du champ ont révélé une population de binaires très larges (séparation de l'ordre de 0.1 pc à 1 pc), dont la formation et la stabilité sont difficiles à expliquer car elles sont très sensibles aux rencontres et à la perturbation due au potentiel galactique. J'aborderai dans la partie 1.5 les investigations menées sur ce sujet.

**Rapport de masse** Cette distribution  $f(q)$  est souvent ajustée avec une loi de puissance en  $q^\gamma$ , qui permet au moins de saisir sa tendance globale. Pour des masses de primaire  $m > 0.3M_\odot$ , le distribution en rapport de masse est sensiblement plate  $|\gamma| < 0.5$ , alors que pour des étoiles de masse  $m < 0.1M_\odot$  on trouve  $\gamma \approx 4.2$ , ainsi on trouve plus souvent des composantes de masse similaires. Ces distributions ont un comportement qui dévie de l'ajustement en loi de puissance à  $q < 0.1$  et  $q \approx 1$ .

Pour terminer cette partie, j'aimerais évoquer le problème de l'universalité des propriétés initiales des binaires. Les différences observées entre régions (au niveau de la fraction de binaire, distribution de période) sont généralement expliquées en invoquant la sensibilité à la densité de l'évolution dynamique. Ce scénario défend l'idée que les propriétés de la population de binaire initiales sont universelles, au même titre que l'IMF. Des travaux récents (King et al. 2012b) remettent en question le scénario standard et montrent que la formation des binaires et l'origine des binaires du champ sont encore très mal connues. Ils ont par exemple montré que (1) des régions de formation stellaire (Chamaeleon, Upper Sco, Ophiuchus) possédaient, malgré des densités différentes, une même population de binaires à séparation intermédiaire (62-620 AU), (2) au contraire, la population de binaires à courte séparation, qui n'est pas affectée par l'évolution dynamique, semble différente d'une région à l'autre, et (3) le champ présente un déficit en binaires serrées par rapport aux amas, ce qui épaissit le mystère de l'origine du champ.

### 1.2.3 Cinématique et distribution spatiale

La vitesse d'une étoile est accessible par astrométrie, ce qui indique le mouvement propre, et par spectroscopie, donnant la vitesse radiale dans un repère géocentrique. La combinaison de ces mesures donne accès aux trois dimensions de la vitesse et situe le cas idéal. En pratique le mouvement propre et la vitesse radiale (1) facilitent l'identification des membres d'un groupe lorsque celui-ci possède un mouvement propre distinct, (2) fournissent des informations sur la dynamique interne des amas en mesurant la dispersion en vitesse ainsi que le mouvement global de contraction ou d'expansion du groupe, et (3) permettent d'avoir une vision du mouvement relatif des groupes stellaires voisins et de reconstruire l'histoire d'un ensemble de groupes. Avec des précisions de l'ordre du mas/yr, soit 1 km/s à 100 pc, ces données peuvent suffire à préciser la liste des membres de certains amas López Marti et al. e.g Chamaeleon 2013 et de retracer l'histoire d'une région, comme celle de Scorpio Centaurus (Ortega et al. 2009). Par contre, avec des dispersions de vitesse de l'ordre de 1 km/s pour les amas ouverts peu denses, il est nécessaire de combiner de multiples mesures afin de bénéficier de suffisamment de précision. Un exemple intéressant de l'utilisation de ces mesures est l'étude de Galli et al. (2013) qui utilise la méthode

du point de convergence afin d'obtenir la vitesse moyenne des étoiles par rapport à ce point. Dans le cas de Lupus, cette méthode a permis de montrer que l'association était globalement en expansion.

Je considérerai dans le chapitre 3 l'usage du diagnostic en vitesse dans la détermination de l'état dynamique d'un groupe stellaire. Dans ce qui suit j'aborde les mesures associées à la distribution spatiale des étoiles d'un groupe.

Un amas d'étoile est souvent représenté dans l'espace comme un ensemble de points distribué de manière à respecter une symétrie sphérique, tels que les amas globulaires. Cette symétrie est observée parmi les amas évolués, mais pas systématiquement pour les régions de formation stellaire ou les groupes jeunes diffus (le Taureau, Chamaeleon). En remontant le temps jusqu'aux nuages moléculaires au sein desquels se forment des proto-étoiles, on observe une structure en filament (André et al. 2010). Ces observations pointent vers un processus de formation animé par la turbulence, produisant des sous-structures de type auto-similaires. Ces sous-structures se manifestent au niveau de la distribution spatiale des étoiles elles-mêmes, organisées en sous-groupes, que l'on peut formaliser en structure fractale. L'influence que cette structure en sous-groupes peut avoir sur la dynamique est un sujet de recherche actif, dont certains résultats seront présentés dans la partie 1.5.

Nous verrons dans la partie 1.4 que la relaxation à deux corps amène les étoiles à diffuser au sein du potentiel gravitationnel de l'amas d'une façon qui dépend de leur masse. La ségrégation de masse, c'est à dire la migration des étoiles les plus massives vers les zones de forte densité (et inversement pour les étoiles moins massives) est donc directement reliée à l'évolution dynamique du groupe. Néanmoins la ségrégation de masse n'est pas présente dans les groupes : tandis que l'ONC est ségrégué en masse (Hillenbrand & Hartmann 1998),  $\rho$  Ophiuchus n'en montre pas de signe (Parker et al. 2012), et le Taureau a révélé une ségrégation de masse inverse (Parker et al. 2011a). L'origine dynamique de la ségrégation de masse n'est donc pas très claire, et pourrait être un produit de la formation stellaire (e.g. de Grijs et al. 2002), que les modèles pourront tenter de reproduire et d'analyser.

### 1.3 Les modèles de formation stellaire

La formation stellaire constitue un problème d'une grande complexité, relié directement à de nombreux thèmes de recherches, ce qui en fait un des problèmes majeurs en astronomie. Malgré le manque de données observationnelles, elle a été traitée analytiquement puis modélisée numériquement, ce qui a permis d'en esquisser les grandes lignes. Les étoiles sont issues de l'effondrement gravitationnel de régions de sur-densité présentes dans des structures en filaments au sein d'un nuage moléculaire. Alors que la gravité favorise la formation stellaire, d'autres processus physiques s'y opposent, tels que (i) la pression thermique, qui tend à homogénéiser la température, donc la densité, (ii) le champ magnétique, qui résiste à la compression des lignes de champ, et (iii) la turbulence, dont l'action est plus difficile à déterminer, puisqu'elle oeuvre à faire diffuser le gaz mais favorise également les variations de densité locale. L'étude de l'équilibre entre ces différents processus permet de

traiter la question de l'efficacité de la formation stellaire : dans quelle proportion le gaz peut-il se transformer en étoiles et à quelle vitesse ? Cette interrogation revient à chercher à reproduire la mesure observée d'efficacité de la formation stellaire, qui suggère que ce processus est très inefficace. La partie ci-dessous utilise cette question comme guide afin de passer en revue les éléments physiques liés à l'effondrement d'une région de sur-densité.

La question précédente peut être abordée en considérant l'équilibre des processus physiques mis en jeu sur une région de sur-densité d'un nuage moléculaire. Tout d'abord concernant le support thermique : l'apparition d'une onde de sur-densité dans le fluide évolue en fonction de la compétition entre la vitesse à laquelle la diffusion thermique dissipe cette sur-densité et la vitesse à laquelle s'accroît la sur-densité du fait de la gravité. Cette opposition amène à la définition de la longueur de Jeans, c'est à dire la taille caractéristique d'une perturbation au delà de laquelle elle devient instable gravitationnellement et peut s'effondrer sur elle-même. Il est possible de calculer l'échelle de temps caractéristique à laquelle cette instabilité évolue, ce qui donne la définition du temps de *chute libre* (ou 'free fall time'). Son estimation s'avère utile pour comparer la vitesse de développement d'une instabilité à celle des autres processus comme le champ magnétique ou la turbulence. Concernant le champ magnétique, le support qu'il peut apporter contre la gravité est estimé à partir du facteur  $\mu = (m/\psi)/(m/\psi)_{\text{crit}}$ , variant en fonction de la masse  $m$  du nuage et du flux magnétique  $\psi$ , où  $(m/\psi)_{\text{crit}}$  correspond à l'équilibre entre le support magnétique et les forces de gravité. Ainsi  $\mu < 1$  ( $\mu > 1$ ) est synonyme de régime sous-critique, empêchant l'effondrement (respectivement super-critique, le favorisant). Toutefois, la diffusion des ions parmi les éléments neutres (diffusion ambipolaire) tend à diminuer le flux magnétique et à augmenter  $\mu$ . La comparaison de l'échelle de temps de cette diffusion avec le temps de 'free fall' montre (Shu et al. 1987) que le champ magnétique peut jouer un rôle dans le ralentissement de l'effondrement gravitationnel. Pour mentionner enfin la turbulence, la concurrence entre l'augmentation locale de densité et son homogénéisation est telle que la turbulence s'oppose aux effets dûs à la gravité (Mac Low & Klessen 2004). Cependant, la turbulence agit comme un apport d'énergie, qui nécessite une source pour être entretenue (McKee & Ostriker 2007). La combinaison de ces effets semble mener vers la résolution du problème de l'efficacité du processus de formation stellaire (Nakamura & Li 2005).

Le processus d'effondrement gravitationnel est une brique de base de la formation stellaire ; j'aborde ici la suite de l'évolution. Cette première phase est suivie par la formation d'une (ou plusieurs, par fragmentation) proto-étoile entourée d'un disque et qui influence fortement son environnement par accrétion de gaz et par radiation. La façon dont ces étapes déterminent les propriétés de l'ensemble d'étoiles formées fait l'objet de nombreuses théories (Bonnell et al. 2001; Padoan & Nordlund 2002; Basu & Jones 2004; Hennebelle & Chabrier 2008). Ces théories cherchent à expliquer ce qu'il se passe dans les simulations, en se focalisant sur l'origine de la fonction de masse. Voici les concepts que ces théories mettent en avant : Les proto-étoiles accrètent de la matière d'une façon qui dépend de leur masse non linéairement : la relation la plus courante est l'accrétion de Bondi-Hoyle qui donne la variation de masse  $\dot{M} \propto M^2$ , dans le cas où l'étoile domine le potentiel gravitationnel, ou bien  $\dot{M} \propto M^{2/3}$  si le gaz domine (Bonnell et al. 2001). Dans la théorie d'accrétion développée par Basu & Jones (2004), les coeurs pré-stellaires ont initialement une distribution en masse de type log-normale (justifiée par le théorème central limite) et accrètent de manière

proportionnelle à leur masse pour un temps limité (la distribution des temps d'accrétion est une exponentielle décroissante). Cette théorie de l'accrétion stoppée produit des résultats proches de l'IMF de type Salpeter. L'analyse d'une simulation numérique de Bonnell et al. (2001) a montré (Maschberger 2013b) l'importance, pour reproduire la fonction de masse, de considérer à la fois une distribution de masses initiales, des fluctuations aléatoires dans le taux d'accrétion ainsi qu'une distribution de temps d'accrétion. Enfin, les théories Gravo-Turbulentes (Padoan & Nordlund 2002; Hennebelle & Chabrier 2008) ne sont pas basées sur l'accrétion mais sur le calcul du réservoir de masse à partir duquel un cœur pré-stellaire se formera et accrètera pour acquérir sa masse finale. Ce calcul est effectué de manière statistique en comptant les zones de sur-densité où la gravité domine l'ensemble des processus (turbulence, thermique et magnétique). Un défaut souvent présent dans ces scénarios est la dépendance de l'IMF obtenue envers certains paramètres physiques du nuage moléculaire (tel que la densité, où le degré de turbulence), ce qui contraste avec l'image d'une IMF invariante renvoyée par les observations Bastian et al. 2010.

On notera que cette revue rapide des théories de formation stellaire n'a couvert que l'intervalle des masses de type solaire, ce qui exclut les naines brunes mais également les étoiles les plus massives (masse supérieure à  $8 M_{\odot}$ ). En effet la formation d'objets dans ces deux régimes de masse porte à débat, comme je l'illustre ici. Concernant la formation des naines brunes, deux types de scénarios sont proposés : (1) une formation par fragmentation d'un disque circumstellaire puis éjection (Stamatellos & Whitworth 2009), et (2) un scénario similaire à celui des étoiles de type solaire mais impliquant soit un arrêt brutal de l'accrétion dû à l'éjection d'un système multiple (Reipurth & Clarke 2001), soit un mécanisme de type accrétion compétitive Bonnell et al. (2001). Au niveau des étoiles massives, leur formation via les scénarios standards s'oppose à certains obstacles théoriques, comme la fragmentation du cœur pré-stellaire massif ou encore la radiation éjectant le gaz avant même qu'il puisse être accrété. Malheureusement le peu d'observations (au delà de  $30 M_{\odot}$ ) limite grandement les possibilités d'évaluer les différentes théories (cf revue par Beuther et al. (2007)).

*Les modèles de formation stellaire du point de vue pratique et algorithmique.* Il existe deux grandes familles de codes, distinguées par leur formalisme : les codes appelés SPH (Springel 2010), pour Smooth Particle Hydrodynamics, et AMR (Hockney & Eastwood 1981), soit Adaptive Mesh Refinement. Les premiers adoptent une approche lagrangienne, qui assure la conservation de l'énergie et du moment angulaire. De plus l'utilisation de particules fluides, dont la taille est directement reliée à la densité, permet d'adapter automatiquement la résolution spatiale à la densité. La méthode SPH est rapide à exécuter mais n'est pas adaptée pour traiter des discontinuités (viscosité, séparation de phases), qui nécessite pour être traitées d'ajouter des termes artificiellement. La méthode AMR utilise une grille et résout les équations de l'hydrodynamique au niveau des cellules de la grille, dont la taille est adaptable. Un code AMR est particulièrement adapté pour traiter les discontinuités, moins pour les systèmes en rotation, du fait que le moment angulaire n'est pas exactement conservé. Les codes SPH (Bonnell et al. 2001; Bate et al. 2003) et AMR (e.g Girichidis et al. 2011) sont largement utilisés en astrophysique et en particulier pour modéliser la formation stellaire. Ces codes n'ont généralement pas de calcul de traitement radiatif, remplacé

par une équation d'état. De plus, une des caractéristiques importantes est que les étoiles sont assimilées à des puits (ou 'sink particles'), c'est à dire que dès lors qu'une certaine densité est atteinte, la sphère de gaz dense est remplacée par une particule de rayon  $r_{\text{sink}}$  de quelques AU (4 AU dans Bate et al. 2003) tel que toute particule de gaz à une distance  $r \leq r_{\text{sink}}$  est accrétée, c'est à dire que sa masse est ajoutée au 'sink'. Ainsi ce ne sont pas tout à fait des étoiles qui sont formées dans ces simulations. La gravité est prise en compte, mais lissée (cf chapitre 2), et les effets du champ magnétique, de l'évolution stellaire ou de la rétroaction radiative peuvent être pris en compte. L'inconvénient majeur de ces simulations est qu'elles sont très gourmandes en temps de calcul. Ainsi leurs principales limites sont :

- l'usage de 'sink particles' ne permet pas de résoudre la formation de disque ou la fragmentation d'un coeur pré-stellaire. La formation des binaires n'est pas traitée complètement (selon la taille des 'sink particles')
- Le traitement approximatif des interactions gravitationnelles (potentiel lissé)
- Les phases simulées, qui se limitent aux stades enfouies de la formation stellaire (s'arrêtent à un âge de quelques  $10^5$  années, 1.3). Elles ne peuvent donc pas directement être comparées avec les résultats observationnels.
- L'absence de traitement statistique possible sur un large ensemble de simulations.
- Les conditions initiales adoptées, qui ne sont pas bien connues (niveau de turbulence), ou peu réalistes (densité très élevée, cf Bate et al. 2003).

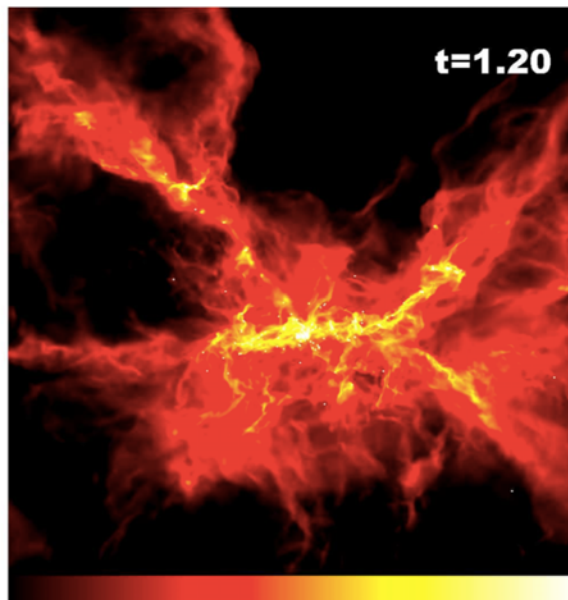


FIGURE 1.3 – figure issue de Bate (2012) représentant l'état final, à  $2 \times 10^5$  années, d'une simulation de l'évolution d'un nuage moléculaire de  $500M_{\odot}$  avec 0.4 pc pour rayon initial, prenant en compte le transfert radiatif. Le code couleur représente la densité de colonne du gaz (échelle logarithmique) et les étoiles/naines brunes sont représentées par des points blancs. La taille du cadre de l'image correspond à 0.6 pc.

Ces modèles parviennent à prendre en compte des processus physiques complexes, et obtiennent des résultats très intéressants, qui sont malgré tout comparables aux résultats observationnels de l'IMF : ils reproduisent bien le comportement en loi de puissance dans le régime des masses  $m > 1M_{\odot}$  ainsi que le pic de l'IMF (Bate 2012; Girichidis et al. 2011). Mais contrairement aux tendances issues des observations, les résultats des simulations montrent une dépendance importante aux conditions initiales (Bate & Bonnell 2005), et cette sensibilité aux conditions initiales fait l'objet de recherches actives.

En conclusion de cette partie sur les modèles de formation stellaire, et dans l'optique de mon travail de thèse, je retiens que ces modèles nécessiteraient des contraintes fortes sur leurs conditions initiales et issues directement des observations. Ces contraintes ne peuvent pas être apportées directement les simulations de formation stellaires, étant donné qu'elles sont (pour le moment) encore très limitées dans la plage de temps modélisée. Je suivrai donc une approche différente, basée sur l'évolution dynamique d'un groupe stellaire jeune, de façon à combler le fossé large de quelques millions d'années entre les observations et l'état final typique des modèles de formation stellaire. La suite présente les bases de la dynamique stellaire où l'on traite seulement des interactions gravitationnelles, avant de détailler sa mise en application partie 1.5.

## 1.4 Dynamique stellaire

La démocratisation des approches numériques à partir des années 1950 a permis l'étude de la dynamique de groupes stellaire ( $N > 3$ ), d'abord petits ( $N < 20$ ) puis de plus en plus grands pour atteindre la population des amas globulaires ( $N > 10^4$ ). L'angle d'attaque, c'est à dire la méthode numérique, choisi pour aborder l'évolution d'un groupe d'étoiles peut varier en fonction du nombre d'étoiles considérées, de l'intervalle de temps à couvrir et enfin des résolutions spatiale et temporelle recherchées. Par exemple dans le cas d'amas globulaire on peut aborder le problème de façon analytique en utilisant le formalisme de la dynamique des gaz, en assimilant le potentiel gravitationnel du groupe à une fonction lissée et continue, où l'effet des rencontres entre étoiles, ignoré en première approximation (section 1.4.1), peut être inclut sous forme d'un coefficient de diffusion (section 1.4.2). A l'opposé, les rencontres entre étoiles jouent un rôle important dans la dynamique des petits groupes d'étoiles, dont le potentiel est très granulaire. Dans ce cas, elles doivent être traitées de manière fidèle, ce qui permet de tenir compte de phénomènes tels que la formation et la destruction des binaires (Section 1.4.2).

### 1.4.1 Approche non collisionnelle

Un groupe formé de nombreuses étoiles peut se caractériser à la manière d'une sphère de gaz par une approche probabiliste. Les étoiles sont alors considérées comme des réalisations particulières d'une fonction de distribution  $f$ , qui donne leur densité dans l'espace des phases. Le sens précis et la normalisation de cette fonction sont variables selon qu'elle soit définie comme une densité en nombre, en masse, ou comme distribution de probabilité. Ici on choisit de la définir comme une densité en nombre dans



un espace des phases à 8 dimensions :  $f(\vec{r}, \vec{v}, m, t)$ . Les grandeurs physiques telles que la densité, le potentiel gravitationnel, se construisent à partir de cette fonction de distribution :

$$\rho(\vec{r}, t) = \int f(\vec{r}, \vec{v}, m, t) dm d^3\vec{v} \quad (1.3)$$

$$U(\vec{r}, t) = -G \int \frac{\rho(r', t)}{|r - r'|} d^3r' \quad (1.4)$$

tout comme d'autres paramètres comme la pression ou la température, mais que nous n'utiliserons pas dans ce contexte. Ces grandeurs sont définies localement sur un volume mésoscopique, c'est à dire petit par rapport au volume total du système mais assez grand de façon à contenir suffisamment d'objets pour pouvoir définir une moyenne sur un tel volume. Cette approche est donc limitée aux cas où le potentiel gravitationnel du groupe considéré n'est pas trop granulaire, ce qui se vérifie pour une grande partie des amas généralement considérés (amas globulaires ou ouverts avec un nombre d'étoiles  $N \gtrsim 1000$ ). Dans le cadre de l'approche fluide on analysera la convergence du système vers l'équilibre thermodynamique global et présentera quelques propriétés générales telle que l'échelle de temps caractéristique d'évolution.

L'évolution du système s'effectue sans perte de masse (on considère le système fermé et on néglige l'évolution stellaire), ce qui permet d'écrire l'équation de continuité. Pour un fluide de densité  $\rho$  en écoulement dans l'espace à 3 dimensions et à vitesse  $\vec{v}$ , elle s'écrit  $\partial\rho/\partial t + \vec{\nabla}(\rho \vec{v}) = 0$ . Nous allons formuler l'analogie de cette équation dans l'espace des phases, avec  $f$  correspondant à la densité de l'écoulement dans l'espace des phases. Le vecteur vitesse s'écrit  $\{\vec{v}, d\vec{v}/dt\}$ , soit, en fonction du potentiel :  $\{\vec{v}, -\vec{\nabla}_r U\}$ . Dans cet espace, l'opérateur  $\vec{\nabla}$  dans l'équation de continuité est composé de dérivées par rapport aux positions (noté  $\vec{\nabla}_r$ ) et aux vitesses ( $\vec{\nabla}_v$ ), ce qui donne

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \vec{\nabla}_r f - \vec{\nabla}_r U \vec{\nabla}_v f = 0, \quad (1.5)$$

où l'on a utilisé l'indépendance des variables  $\vec{r}, \vec{v}$ . Cette équation est connue sous le nom d'équation de Boltzmann non collisionnelle (ou encore équation de Vlasov) et décrit la constance de la fonction de distribution  $f$  le long de la trajectoire d'une particule fluide dans l'espace des phases. Celle-ci se résume souvent en utilisant la notion de dérivée Lagrangienne (qui décrit une variation le long de la trajectoire) par  $\frac{Df}{Dt} = 0$ . Le fluide d'étoile se comporte donc de manière incompressible dans cet espace.

Cette équation décrit de façon complète l'évolution d'un fluide dans l'espace des phases. En physique cinétique on ne manipule pas directement la fonction de distribution mais des grandeurs qui y sont associées, telles que la vitesse, la densité et l'énergie moyennes. Ces grandeurs sont obtenues par intégration de la fonction de distribution sur l'espace des vitesses et fournissent donc des quantités macroscopiques très pratiques à étudier puisqu'elles ne varient que dans l'espace des positions. On nomme les équations propres à ces grandeurs les moments de l'équation de Boltzmann. On définit la vitesse moyenne  $\langle \vec{v} \rangle$  par

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{1}{\rho} \iiint f(\vec{r}, \vec{v}, m, t) \vec{v} d^3\vec{v} dm. \quad (1.6)$$



En intégrant l'Eq. 1.5 sur les vitesses (et les masses), on calcule le moment d'ordre zéro de l'équation de Boltzmann, ce qui donne

$$\iiint \frac{\partial f}{\partial t} d^3\vec{v} dm + \Sigma_i \iiint v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} d^3\vec{v} dm - \Sigma_i \iiint \frac{\partial U}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3\vec{v} dm = 0, \quad (1.7)$$

soit

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \Sigma_i \frac{\partial}{\partial x_i} \iiint v_i f d^3\vec{v} dm - \Sigma_i \frac{\partial U}{\partial x_i} \iiint \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3\vec{v} dm. \quad (1.8)$$

L'équation peut se simplifier et se réécrire comme

$$\partial \rho / \partial t + \vec{\nabla}_r \cdot (\rho \langle v \rangle) = 0, \quad (1.9)$$

qui exprime la conservation de la quantité de matière du système dans sa globalité : elle donne l'équivalent macroscopique à l'équation de continuité locale donnée plus haut.

Le moment d'ordre un en vitesse de l'équation de Boltzmann produit

$$\iiint v_j \frac{\partial f}{\partial t} d^3\vec{v} dm + \Sigma_i \iiint v_i v_j \frac{\partial f}{\partial x_i} d^3\vec{v} dm - \Sigma_i \iiint v_j \frac{\partial U}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3\vec{v} dm = 0. \quad (1.10)$$

On aboutit par des considérations simples à l'équation

$$\frac{\partial \rho \langle v_i \rangle}{\partial t} + \Sigma_i \frac{\partial \rho \langle v_i v_j \rangle}{\partial x_i} + \rho \frac{\partial U}{\partial x_j} \quad (1.11)$$

où

$$\langle v_i v_j \rangle = \frac{1}{\rho} \iiint v_i v_j f d^3\vec{v} dm. \quad (1.12)$$

En introduisant la matrice de dispersion des vitesses

$$\sigma_{ij}^2 = \langle v_i v_j \rangle - \langle v_i \rangle \langle v_j \rangle, \quad (1.13)$$

on peut alors obtenir l'équation vectorielle (contenant les composantes  $v_j$ )

$$\rho \left[ \frac{\partial \langle \vec{v} \rangle}{\partial t} + (\langle \vec{v} \rangle \times \vec{\nabla}) \langle \vec{v} \rangle \right] = -\rho \vec{\nabla} U - \vec{\nabla} \times (\rho \langle \vec{v} \rangle). \quad (1.14)$$

Ainsi on retrouve l'équivalent de l'équation d'Euler en hydrodynamique exprimant la conservation de la quantité de mouvement. Le moment d'ordre deux, dont on ne détaille pas le calcul, révèle l'équation de conservation de l'énergie.

Les moments de l'équation de Boltzmann permettent donc d'identifier des intégrales premières, c'est à dire des fonctions de  $\vec{r}$  et  $\vec{v}$  qui se conservent au cours du temps (soit de dérivée Lagrangienne nulle). On remarque que la fonction de distribution est elle même une intégrale première. Les intégrales premières possèdent un intérêt important justifié par le théorème de Jeans, qui montre que, si la fonction de distribution est conservative (ne dépend pas explicitement du temps, régime stationnaire), alors elle peut s'exprimer comme une fonction des intégrales premières indépendantes et conservatives.

Dans le cas des systèmes à symétrie sphérique, le mouvement est à force centrale et conserve donc l'énergie totale  $E$  ainsi que le moment cinétique  $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{v}$ , qui constituent donc 4 intégrales premières. Le théorème de Jeans dit "fort", spécifique à de tels systèmes, montre que la fonction de distribution dépend seulement de  $E$  et  $\vec{L}$ . Si on se limite au cas où la distribution spatiale des étoiles est également à symétrie sphérique, aucune direction n'est privilégiée et la fonction de distribution doit être isotrope et ne dépendre plus que de  $E$  et de  $L$ , la norme du vecteur moment cinétique. On retrouve les systèmes les plus courants dans le cas où  $f$  ne dépend que de l'énergie, dont un exemple est la distribution de Plummer définie par l'équation 2.31.

La manipulation de valeurs moyennes à travers le théorème du Viriel est très souvent employée pour considérer l'équilibre global. Ce théorème exprime la variation du moment d'inertie en fonction de l'énergie totale et de l'énergie potentielle du système. Le moment d'inertie s'écrit

$$I = \int f r^2 m d^3\vec{v} d^3\vec{r} dm. \quad (1.15)$$

La dérivée temporelle du moment d'inertie fait intervenir le terme  $\frac{\partial f}{\partial t}$  que l'on réécrit à l'aide de l'équation 1.5 par  $\vec{\nabla}_r U \vec{\nabla}_v f - \vec{v} \vec{\nabla}_r f$ . L'intégration du second terme sur les vitesses est nul, et celle du premier terme donne

$$\dot{I} = 2 \int m r v f d^3\vec{v} d^3\vec{r} dm. \quad (1.16)$$

Dérivée une seconde fois le moment d'inertie nous permet d'amener les termes énergétiques :

$$\ddot{I} = 2 \int m r v \left( \vec{\nabla}_r U \vec{\nabla}_v f - \vec{v} \vec{\nabla}_r f \right) d^3\vec{v} d^3\vec{r} dm, \quad (1.17)$$

qui, comme précédemment, se simplifie

$$\ddot{I} = 2 \int m \left( v^2 - \vec{r} \vec{\nabla}_r U \right) f d^3\vec{v} d^3\vec{r} dm. \quad (1.18)$$

Ce qui peut se décomposer en

$$2 \int m v^2 f d^3\vec{v} d^3\vec{r} dm = 4 E_c \quad (1.19)$$

et

$$2 \int m \vec{r} \vec{\nabla}_r U f d^3\vec{v} d^3\vec{r} dm \quad (1.20)$$

$$= 2 \int \rho(\vec{r}) \vec{r} \vec{\nabla}_r U d^3\vec{r} dm \quad (1.21)$$

$$= 2 \int \rho(\vec{r}) \rho(\vec{r}') \frac{\vec{r}(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3\vec{r} d^3\vec{r}' dm \quad (1.22)$$

En remarquant que

$$\frac{\vec{r}(\vec{r}-\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3} d^3\vec{r} d^3\vec{r}' = -\frac{\vec{r}'(\vec{r}'-\vec{r})}{|\vec{r}'-\vec{r}|^3} d^3\vec{r}' d^3\vec{r}, \quad (1.23)$$

soit,

$$2 \frac{\vec{r}(\vec{r}-\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3} d^3\vec{r} d^3\vec{r}' = \frac{(\vec{r}-\vec{r}')^2}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3} d^3\vec{r} d^3\vec{r}', \quad (1.24)$$

Le second terme s'écrit donc comme deux fois l'énergie potentielle totale

$$-G \int \frac{\rho(\vec{r})\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3} d^3\vec{r} d^3\vec{r}' dm = 2E_p. \quad (1.25)$$

Le théorème du Viriel s'écrit finalement

$$\dot{I} = 4E_c + 2E_p. \quad (1.26)$$

Pour un système globalement en équilibre dynamique, le moment d'inertie est constant, ainsi  $2E_c = E_p$ . Le rapport de Viriel défini par  $Q = \frac{E_c}{|E_p|}$  fournit une évaluation de l'état dynamique global d'un groupe. Ainsi  $Q = 0.5$  correspond à un état d'équilibre (dit "virialisé") vers lequel un système va tendre.  $Q < 0.5$  indique un état dit "froid", où l'énergie potentielle domine le bilan d'énergie et suivi généralement d'une phase de regroupement ;  $Q > 0.5$  révèle un état dit "chaud" où l'énergie cinétique domine, entraînant une expansion de l'amas.

L'approche non collisionnelle consiste à ignorer les interactions entre les entités du groupe pour se focaliser uniquement sur l'évolution du groupe dans sa globalité. Dans cette perspective, le mouvement d'une étoile individuelle se calcule directement par l'action du potentiel lissé, ce qui donne une orbite en rosace pour un potentiel à symétrie sphérique. Le potentiel global, formé de l'ensemble de ces mouvements quasi-périodiques, est amené à évoluer avec une échelle de temps caractéristique de l'ordre<sup>6</sup> du temps moyen nécessaire pour traverser le système. On appelle ce temps caractéristique le temps dynamique ("crossing time" en anglais) et il se définit pour un système virialisé de masse totale  $M$ , de dispersion de vitesse  $\sigma$  et de taille caractéristique  $R$ . Le théorème du Viriel implique  $\sigma^2 = \frac{1}{2} \frac{MG}{R}$ , et donc

$$t_d \equiv \frac{2R}{\sigma} = 2\sqrt{2} \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \propto \frac{1}{\rho}. \quad (1.27)$$

Le temps dynamique est très proche de l'unité de temps naturelle (obtenue par analyse dimensionnelle) du système  $U_t = G \sqrt{\frac{M^5}{(4E)^4}}$  puisque  $t_d = 2\sqrt{2} U_t$  (cf section 2.2 du chapitre 2). La dépendance en densité indique qu'un groupe peu dense évoluera lentement par rapport à un groupe plus dense.

6. Il existe plusieurs définitions qui donnent des résultats pouvant varier d'un facteur deux.

### 1.4.2 Approche collisionnelle

La richesse de l'évolution dynamique d'un groupe d'étoiles est en grande partie due à l'effet des rencontres proches, que l'on va considérer de deux points de vues complémentaires : celui des interactions entre deux corps, à l'origine du phénomène de relaxation à deux corps, puis celui des interactions multiples, notamment triple et quadruples, qui permettent d'étudier les phénomènes dynamiques liés aux étoiles binaires. La suite traite de l'approche collisionnelle sans toutefois mettre en jeu de collision à proprement parler, mais plutôt des rencontres proches telles que les effets de marée puissent être négligés. Nous traiterons ainsi les rencontres comme des collisions élastiques entre objets ponctuels. Lorsque deux étoiles se trouvent suffisamment proches, leur attraction respective va entraîner une déviation de l'orbite induite par le potentiel global de l'amas. Le temps nécessaire pour dévier la trajectoire de manière significative<sup>7</sup> est appelé temps de relaxation. La description de phénomènes de dynamique stellaire sur une échelle supérieure au temps de relaxation doit donc prendre en compte les effets des rencontres. Ces effets sont multiples et interdépendant : lors de la traversée d'un groupe, une étoile verra sa trajectoire légèrement altérée par les objets de son voisinage, et ces derniers seront également détournés de leur orbite jusqu'à créer une sur-densité dans le sillage d'une étoile itinérante massive. Ainsi par sa circulation au sein du groupe, une étoile provoquera des changements dans le potentiel qui aiguille sa trajectoire. Essentiellement, deux approches sont généralement proposées pour aborder la relaxation à deux corps : la démarche mécanique, qui résonne à partir d'un schéma d'interaction entre deux étoiles isolées, et la démarche statistique, qui introduit un terme de diffusion dans l'équation de Boltzmann non-collisionnelle et construit l'ensemble théorique propre aux codes de type Fokker-Planck. Dans la suite j'aborderai les principaux résultats issus de ces deux approches, dont les détails se trouvent dans les ouvrages de références et notamment Binney & Tremaine (2008) et Heggie & Hut (2003).

Le traitement de l'interaction entre deux masses animées de vitesses quelconques donne le taux de variation de la vitesse des étoiles en question. Le calcul de l'effet cumulé de multiples rencontres implique d'identifier les distances minimale  $b_{\min}$  et maximale  $b_{\max}$  d'influence (appelé paramètres d'impact) entre deux étoiles. Ce choix détermine la valeur du logarithme de Coulomb  $\Lambda$ , défini par  $\ln\Lambda = \ln(b_{\max}/b_{\min})$ , dans l'expression finale du temps de relaxation :

$$t_{\text{SH}} = \frac{0.065v^3}{G^2 m^2 n \ln\Lambda} \quad (1.28)$$

révélée par Spitzer & Hart (1971), où  $v$  est la dispersion en vitesse,  $m$  la masse stellaire moyenne,  $n$  la densité en nombre d'étoiles et le facteur numérique vient du choix de distribution des vitesses Maxwellienne. Le temps de relaxation est souvent exprimé en fonction du rayon contenant la moitié de la masse totale de l'amas (rayon de demi-masse  $r_h$ ) par

$$t_r \simeq \frac{0.1N^{1/2}r_h^{3/2}}{(Gm)^{1/2}\ln\Lambda} = \frac{0.1N}{\ln N} t_d. \quad (1.29)$$

7. Le critère utilisé est généralement la variation relative de la vitesse  $\delta v/v$ , mais on peut également trouver un critère énergétique (Williamson & Chandrasekhar 1941).

Il est intéressant de noter que le temps de relaxation peut varier de manière significative localement en fonction de la densité d'étoiles et de leur masse et ne pas suivre exactement cette relation, par exemple les régions centrales d'un amas possède un temps de relaxation plus rapide qu'en périphérie de l'amas. La relation avec le temps dynamique est particulièrement importante. Elle montre que tant que  $N > 40$  la relaxation s'effectue plus lentement que le temps mis pour effectuer une orbite, c'est à dire que l'on pourra dans ces cas là considérer l'effet des rencontres comme mineur. En pratique les groupes stellaires considérés couramment sont peuplés de plusieurs centaines voire milliers d'étoiles ce qui validerait globalement un traitement non collisionnel. Nous étudierons dans la suite des groupes plus petits, de façon à déterminer les possibles différences entre l'évolution de ces groupes par rapport aux grands groupes stellaires.

La théorie cinétique permet de détailler le terme de diffusion de l'équation de Boltzmann collisionnelle et d'exprimer le taux de variation de l'énergie cinétique  $D[\Delta E]$  d'une étoile suite à une rencontre en fonction de terme de diffusion de premier et de second ordre  $D[\Delta v_{\parallel}]$ ,  $D[(\Delta v_{\parallel})^2]$  et  $D[(\Delta v_{\perp})^2]$  où  $v_{\parallel}$  et  $v_{\perp}$  désignent la composante parallèle et perpendiculaire au vecteur vitesse initial (avant rencontre). On note que  $D[\Delta v_{\perp}]$  n'est pas présent car sa moyenne est identiquement nulle (contrairement à sa moyenne quadratique) du fait de l'orientation aléatoire des étoiles rencontrées. Le terme  $D[\Delta v_{\parallel}]$  décrit le refroidissement, ou ralentissement, dû à l'attraction exercée par le sillage de l'étoile. L'expression de  $D[\Delta E]$  peut se réduire à (pour une étoile "test" de masse  $m$  et de vitesse  $v$ , diffusant dans un ensemble d'étoiles de masses  $m_a$  et vitesse  $v_a$ )

$$D[\Delta E] = 16\pi^2 G^2 m m_a \ln \Lambda \left[ m_a \int_v^{\infty} v_a f_a(v_a) dv_a - \int_0^v \frac{v_a^2}{v} f_a(v_a) dv_a \right] \quad (1.30)$$

ce qui révèle l'équipartition d'énergie, à l'origine du terme de relaxation qu'on utilise généralement. En effet les termes de refroidissement sont dûs aux étoiles de vitesse plus faible ( $v_a < v$ ), alors que les étoiles de vitesse plus élevée ont tendance à augmenter l'énergie cinétique de l'étoile diffusant. L'équilibre entre ces deux termes, qui dépend également du rapport  $\frac{m_a}{m}$ , tend ainsi à homogénéiser le champ de vitesse.

Les effets globaux associés à la relaxation à deux corps sont (1) l'effacement progressif de l'origine dynamique de chaque étoile : à l'échelle du temps de relaxation les étoiles subissent une déviation importante de leur orbite initiale. Ce changement se reporte sur le potentiel puis à nouveau sur l'étoile, de telle sorte que la configuration de départ se trouve effacée de manière irréversible, impliquant que l'on ne peut pas associer l'état final à l'état initial de manière unique mais seulement de manière statistique. (2) la migration préférentielle des masses (ou ségrégation de masse) produite par l'équipartition, qui conduit à l'équilibre entre les énergies cinétiques. Ainsi la diffusion pousse les étoiles les plus légères (que la moyenne) à se déplacer plus rapidement et migrer vers la périphérie, au contraire des étoiles massives, qui ont tendance alors à migrer au centre du potentiel de l'amas.

Le calcul du terme dû aux rencontres donne un cadre théorique utilisé lors du traitement numérique de la dynamique stellaire, tels que les codes Fokker-Planck ou Monte-Carlo. L'intérêt de ces codes réside dans l'étude de groupes à symétrie sphérique massifs tels que les amas globulaires, c'est à dire dans les cas où  $t_r > t_d$ , ce qui permet un potentiel global de l'amas de varier lentement. Sa variation s'exprime alors comme une perturbation de la solution à l'équation de Boltzmann non-collisionnelle. Ainsi les codes Fokker-Planck (ci-après noté FP) effectuent le calcul des termes de diffusion moyennés le long d'une orbite (puisque le potentiel ne varie que très peu le long de cette orbite). Une approche statistique de type Monte Carlo a également été mise en place (Hénon 1971a) sans faire appel aux équations propres aux équations de FP. Cette méthode se base sur le suivi d'un nombre réduit d'étoiles et l'application d'une perturbation proche de celle induite par les coefficients de diffusion. Un échantillon statistique significatif permet de retrouver des résultats similaires aux codes N-Corps tout en étant beaucoup plus rapide à exécuter. Les limites de telles approches se situent naturellement dans les cas des petits groupes ( $N < 100$ ), qui demandent un traitement plus fidèle des interactions à deux corps mais également des interactions multiples, dont je présente l'importance dans les paragraphes suivants.

La conservation de l'énergie lors d'une interaction élastique à deux corps ne permet pas de créer des systèmes liés d'étoiles multiples (binaires, triples). De tels systèmes doivent être soit formés comme tels, soit générés à la suite d'une rencontre impliquant au moins trois corps. Nous nous limiterons dans la suite à l'approche dynamique des systèmes binaires et verrons les principaux effets qu'ils peuvent subir avant de mentionner leur rôle dans la dynamique globale d'un amas stellaire.

Du point de vue phénoménologique, l'issue d'une interaction entre une binaire et une étoile simple du champ est déterminée par l'équilibre entre l'énergie de liaison de la binaire et l'énergie cinétique portée par l'étoile individuelle. De manière similaire à la relaxation mentionnée plus haut, si l'énergie cinétique relative de l'étoile individuelle est grande devant l'énergie interne de la binaire, celle-ci en diminuera au profit de la binaire, qui se trouvera alors moins liée. Au contraire, une étoile de faible vitesse relative subira une accélération, et l'étoile binaire verra son énergie potentielle augmenter en se resserrant. On définit ainsi les binaires comme "soft" ou "hard" si leur énergie vérifie  $|E| < m\sigma^2$  ou  $|E| > m\sigma^2$ , où  $\sigma$  désigne la vitesse quadratique moyenne du groupe composé d'étoiles de masse  $m$ . L'évolution dictée par l'équipartition d'énergie se résume par la loi de Heggie : "Hard binaries get harder, while soft binaries get softer". Au final, les binaires "soft", impliquant des interactions peu énergétiques, sont généralement négligées au profit des binaires "hard" dans l'étude de l'évolution dynamique des amas stellaires. L'étude des binaires en tant qu'objets isolés interagissant avec une étoile individuelle ou avec une autre binaire fournit des indications qualitatives sur les issues possibles, par exemple l'impossibilité de former des systèmes triples stables par interactions binaire-individuelle alors que les interactions binaire-binaires permettent de former des systèmes triples hiérarchisés stables et sont également plus efficaces pour éjecter des étoiles à grande vitesse et donc chauffer un amas. Dans un amas stellaire la configuration exacte d'une interaction à trois ou quatre corps (excentricité des binaires, l'inclinaison relative des orbites et la distance

réelle entre les objets des binaires au moment de l'interaction) n'est pas connue, mais peut être approximée de façon à traiter le problème statistiquement, via le calcul de sections efficaces d'interaction et de taux de réaction. Des considérations simples peuvent ainsi révéler les dépendances entre les paramètres en jeu, on retiendra en particulier :

- le taux de production de binaires serrées : avec une densité de  $n$  étoiles et une dispersion de vitesse (1D) notée  $\sigma$ , la probabilité d'avoir une interaction à trois corps par unité de temps produisant une binaire serrée stable de séparation  $a$  est de  $p = \frac{G^5 m^5 n^3}{\sigma^9}$  (Goodman & Hut 1993). Le taux de production par temps de relaxation est donc

$$N_b = \frac{G^3 m^3 n^2}{\sigma^6} = \frac{G^3 M^3}{\sigma^6 R^6 N}, \quad (1.31)$$

où, si l'on suppose que les  $N$  étoiles dans cette sphère de rayon  $R$  pour une masse totale  $M$ , sont virialisées, alors le théorème du Viriel donne  $\frac{G^3 M^3}{\sigma^6 R^3}$  constant<sup>8</sup>. De cette façon, on obtient  $N_b \propto 1/N$ . Dans les amas où le nombre d'étoiles est important, les binaires serrées se forment préférentiellement au coeur de l'amas, car le temps de relaxation est plus petit et compense cette dépendance la variation en  $1/N$ .

- l'énergie totale communiquée à l'amas avant éjection : les binaires serrées constituent une source d'énergie considérable mais limitée. En effet, en supposant négligeable la vitesse initiale de la binaire et de l'étoile individuelle, l'énergie produite à l'issue d'une interaction binaire "hard" individuelle contribue à resserrer la binaire et à augmenter la vitesse de l'objet double comme de l'objet simple. On peut ainsi obtenir une valeur approchée de la quantité d'énergie transmise à l'amas par la binaire jusqu'à qu'elle en soit éjectée :  $E \simeq 110m\sigma_c^2$ , où  $\sigma_c$  correspond à la dispersion de vitesse (1D) dans la région du coeur de l'amas (où l'on a supposé que la binaire se trouvait). La manière dont cet apport contribue à l'expansion de l'amas dépend de la quantité d'énergie communiquée par relaxation des objets éjectés et de l'évolution progressive du potentiel.

Nous verrons à la partie 3.2 du chapitre 3 comment se traduit l'évolution des binaires en passant en revue rapidement les étapes d'évolution des amas stellaire avec  $N \gg 100$  (ou scénario standard d'évolution). Les résultats exposés jusqu'à présent sont valables statistiquement, dans des cas où les processus moyens sont clairement définis, donc avant tout pour les amas de grande taille. L'étude de la dynamique de petits amas stellaire fera l'objet du chapitre 3 et permettra notamment d'estimer les différences possibles avec le scénario standard. Pour terminer ce chapitre introductif, je présente la méthode et les applications du 'reverse engineering', c'est à dire l'utilisation des simulations de l'évolution dynamique d'amas pour contraindre la formation des groupes stellaires.

---

8. Ce facteur adimensionnel, parfois nommé paramètre de structure, assure par sa constance l'invariance d'échelle de l'évolution dynamique.

## 1.5 Mise en application des contraintes observationnelles

### 1.5.1 Influence de la dynamique sur les propriétés observées

Les résultats présentés dans la partie 1.2 sont compilés à partir d'un ensemble d'observations très hétérogène mais dominé principalement par la statistique des étoiles du champ et de quelques amas stellaires. L'histoire propre à ces régions s'étend sur des intervalles de temps allant de quelques millions d'années à plusieurs centaines de millions d'années. Utiliser ces données pour tester les modèles de formation stellaire nécessite donc de connaître la façon dont l'évolution dynamique modifie les propriétés statistiques des groupes stellaires sur ces échelles de temps. Compte tenu du fait que les simulations hydrodynamiques ne permettent pas de modéliser l'évolution sur plus d'un million d'années, on utilise pour cela les codes N-Corps. Dans la suite j'aborde les résultats obtenus avec de tels codes sur des thèmes particuliers liés aux observations du champ, des amas ouverts ou des régions de formation stellaire. Enfin je présenterai les études qui ont contribué à construire un état dynamique initial standard permettant de reproduire les principaux résultats observationnels.

**Evolution temporelle de l'IMF** L'IMF peut changer par évolution dynamique du groupe, via les interactions à deux corps, qui provoque une évaporation des membres les moins massifs (de La Fuente Marcos & de La Fuente Marcos 2000) sur une échelle de temps de l'ordre du temps de relaxation (défini à la partie 1.4). L'IMF est aussi amenée à changer du fait de l'évolution stellaire (e.g une étoile de  $10 M_{\odot}$  a un temps de vie de l'ordre de 10 Myr). On constate par exemple un effet limité dans le cas de Blanco 1 (Moraux et al. 2007a) ou des Pleiades (Moraux et al. 2004), deux amas dont l'âge est proche du temps de relaxation. A l'image de Blanco 1 et des Pleiades, les amas dont la fonction de masse est caractérisée jusqu'au domaine sub-stellaire ont un temps de relaxation très grand (proche de 100 Myr) et donc seuls les plus âgés d'entre eux (Hyades, M35) voient leur IMF changer significativement (Adams et al. 2002). Les amas possédant des temps de relaxation courts (de l'ordre du million d'années), comme les associations ou amas ouverts de petite taille, ont une fonction de masse qui peut évoluer rapidement, mais leur petit nombre de membres rend cette évolution statistiquement difficile à distinguer. Finalement, l'évolution de l'IMF est parfois négligeable ou difficile à évaluer, ce qui pousse à ne pas différencier fonction de masse observée et IMF.

**Population de binaire** La loi de Heggie (cf partie 1.4.2) dessine les contours de l'évolution dynamique des étoiles binaires. Elle prédit notamment que les binaires larges sont facilement perturbées au sein d'un groupe stellaire, alors que les binaires serrées y sont moins sensibles. Ces effets ont été observés dans les simulations N-Corps (Parker et al. 2009; Marks & Kroupa 2012), montrant une population de binaires larges (voire intermédiaire) altérée à l'échelle du temps dynamique. Après 1 Myr la population de certaines régions denses comme l'ONC est donc significativement différente de la population initiale. En supposant une population de binaires initiale est la même partout, Kroupa et al. (2001) a pu par exemple reproduire les populations de l'ONC et des Pleiades, deux régions pourtant très



différentes en terme d'âge et de population de binaires. Les observations caractérisant les populations de binaires ne sont toutefois pas simples à reproduire : les travaux de Parker & Goodwin (2011) ont par exemple cherché à expliquer les différences de distribution de période entre les étoiles de faible masse et les naines M. Ils ont montré que les différences entre les distributions de période des naines M et des étoiles de faible masse ( $< 0.2M_{\odot}$ ) ne s'expliquent pas uniquement par l'évolution dynamique, et sont donc issues des phases de formation stellaire.

**Effets des sous-structures et ségrégation de masse** L'observation de distributions spatiales non-symétriques et organisées en sous-groupes a motivé l'étude des effets de tels regroupement sur la dynamique. Ces travaux créent un ensemble de sous-groupes eux mêmes à symétrie sphérique (Kroupa & Bouvier 2003) ou, plus récemment avec une distribution fractale. La présence de ces structures a été utilisée pour étudier l'échelle de temps de la ségrégation de masse. Allison et al. (2009) et Moeckel & Bonnell (2009) ont pu montrer que des conditions initiales sous-virialisées associées à une distribution spatiale fractale permettaient de reproduire la ségrégation de masse telle qu'observée dans la nébuleuse d'Orion. Les sous-structures produisent des zones de sur-densité, dont le temps de relaxation est très petit, qui entraînent une évolution dynamique des binaires plus rapide que dans le cas d'une distribution spatiale sphérique initialement (Parker et al. 2011b).

**Expulsion du gaz** Pendant les premières phases d'évolution, la dynamique d'un groupe stellaire s'effectue dans un potentiel gravitationnel dû au gaz encore présent. L'interaction de cette phase gazeuse avec les étoiles n'est généralement pas traitée dans les codes N-Corps. L'expulsion du gaz peut avoir des effets dynamiques très forts selon l'échelle de temps du processus. Certaines études (Bastian & Goodwin 2006; Baumgardt & Kroupa 2007) ont cherché à caractériser l'influence du gaz et le phénomène de mortalité infantile (faible efficacité du processus de formation stellaire). Elles montrent en particulier l'importance d'une expulsion du gaz progressive pour que le groupe puisse évoluer proche de l'équilibre du viriel.

### 1.5.2 Limite des diagnostics observationnels

La stochasticité de l'évolution dynamique doit être considérée lors de l'interprétation de certaines mesures observationnelles : les travaux récents de Parker & Goodwin (2012) ont montré que des configurations dynamiques initiales similaires peuvent produire un nombre de binaires de séparation intermédiaire variant d'un facteur 2 après 1 Myr d'évolution sur 10 simulations effectuées. Enfin, l'un des diagnostics les plus directs pour estimer l'état relaxé ou non d'un amas est la comparaison de l'âge de l'amas avec le temps dynamique  $t_d$ , "l'âge dynamique", noté  $\Pi = \text{Age}/t_d$ . Cette estimation ne donne toutefois qu'une limite supérieure, car elle ne prend pas en compte l'évolution temporelle du temps dynamique (Bastian et al. 2008). Par contre, Gieles & Portegies Zwart (2011) ont montré que cette mesure peut être utilisée pour distinguer les amas stellaires des associations. En effet, alors que la formation stellaire semble privilégier la formation en groupes (Lada & Lada 2003), il

est difficile d'estimer précisément la proportion d'étoiles appartenant à des groupes liés (Bressert et al. 2010; Gieles et al. 2012) à partir de mesures de densité stellaire.

### 1.5.3 Les observations à rebours

Un certain nombre de travaux ont été dédiés à l'exploitation de codes N-Corps dans le but de reproduire les propriétés observationnelles d'amas connus. Lorsque le processus converge, ces conditions initiales définissent l'état dynamique initial, un état que devraient reproduire les modèles de formation stellaire.

Des études de référence dans ce domaine ont été menées par Kroupa (1995a,c,b). Ces études contiennent une analyse complète de l'évolution dynamique des propriétés des amas stellaires. En effectuant un grand nombre de simulations aux conditions initiales différentes, Kroupa (1995a) a pu déterminer quelles conditions initiales permettaient de reproduire les observations du champ. Il en résulte qu'un amas possédant 200 systèmes, de rayon caractéristique initial de 0.8 pc, et avec une fraction de binaires de 100% reproduit, suite à sa dissolution, les propriétés du champ. Ce travail a permis par exemple de déterminer une forme pour la distribution de période initiale permettant par évolution dynamique de reproduire la distribution de périodes de (Duquennoy & Mayor 1991). La méthode suivie ici est dénommée 'reverse engineering', du fait qu'elle permet de propager à rebours les observations.

Ces travaux ont inspiré de nombreuses études : une large étude menée par (Baumgardt & Kroupa 2007) a permis d'explorer les effets de l'expulsion du gaz sur l'évolution dynamique. Afin de faciliter ce processus de 'reverse engineering', Marks et al. (2011) ont défini un opérateur de dynamique stellaire modélisant l'évolution des propriétés des binaires. D'autres investigations (Parker et al. 2011b) ont relâché l'hypothèse de symétrie sphérique (en adoptant une distribution spatiale fractale) et ont fait varier la fraction de binaires initiale. Une description statistique des propriétés après évolution dynamique est donnée en fonction des paramètres initiaux par Proszkow & Adams (2009). Moeckel & Bate (2010) ont adopté une approche directe, en faisant évoluer dynamiquement un amas généré par les modèles de formation stellaire.

### 1.5.4 Intérêt du travail de thèse

Dans cette thèse je me suis intéressé à l'application de principe de 'reverse engineering' dans l'étude d'amas plus petits que ceux qui sont généralement considérés ( $N \gg 100$ ), proches des associations ou petits groupes stellaires. L'étude de tels groupes pose des difficultés d'ordre statistiques, et appelle un traitement probabiliste pour se prémunir des effets stochastiques de l'évolution dynamique. Cette approche nouvelle est présentée au chapitre 3. De plus, la connaissance de l'évolution dynamique nous permettra d'étudier la correspondance entre les conditions initiales et le résultat finale de l'évolution dynamique. Je rechercherai des signatures observationnelles propres à un ensemble bien précis de conditions initiales, afin de pouvoir dans le futur déduire certaines propriétés de l'état dynamique initial directement à partir des observations. Dans cette perspective je me suis concentré sur l'usage combiné de différentes mesures, notamment des mesures de vitesse et de densité.

Le chapitre 4 présente une étude approfondie de l'association  $\eta$  Chamaeleontis, qui présente des propriétés (fonction de masse et binaires) particulières qui en font un cas d'étude privilégié pour tester les scénarios d'IMF et population de binaire universels. Avant de présenter les résultats, je présente dans le chapitre 2 les codes N-Corps en général et celui que j'ai utilisé en particulier.



# Codes N-Corps

---

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Présentation générale</b>	<b>25</b>
<b>2.2</b>	<b>Système d'unités</b>	<b>30</b>
<b>2.3</b>	<b>La suite NBODY par Aarseth</b>	<b>31</b>
2.3.1	De Nbody1 à NBody6	31
2.3.2	Mise en place des conditions initiales	33

---

Un code N-Corps désigne un programme dont l'objectif principal est de simuler l'évolution temporelle d'un nombre  $N$  objets sous l'effet de l'interaction gravitationnelle. Les problèmes astrophysiques que permet d'adresser un tel code sont nombreux, allant de la résolution de l'orbite d'objets (disque de débris, astéroïde, planètes) autour d'une étoile centrale, à l'étude de la stabilité d'un système triple ou quadruple d'étoiles, en passant par l'analyse de l'évolution d'un groupe d'étoile au sein de la galaxie, ou encore le calcul de collision entre galaxies. En fonction des objets et de la plage de temps considérés, le code utilisé doit inclure le traitement de phénomènes physiques variés (liés par exemple à l'évolution stellaire, la présence de gaz, d'objets très massifs, ou encore de matière noire). Dans ce chapitre je me limiterai à présenter les outils numériques dédiés à la résolution des interactions dues à la gravité newtonienne du point de vue collisionnel.

## 2.1 Présentation générale

Le formalisme mathématique donne à la loi de la gravité universelle une fausse apparence de simplicité qui contraste avec la difficulté de sa résolution numérique. La trajectoire  $\vec{r}_i$  d'un objet  $i$  de masse  $m_i$  interagissant avec d'autres masses  $m_j$  est complètement déterminée par l'équation

$$\frac{d^2}{dt^2} \vec{r}_i = G \sum_{\substack{j=0,N \\ j \neq i}} m_i m_j \frac{\vec{r}_i - \vec{r}_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^3}, \quad (2.1)$$

où  $G$  est la constante de gravité universelle. Cette équation, que l'on ne peut pas résoudre analytiquement pour  $N > 2$ <sup>1</sup>, révèle les deux principales difficultés auxquelles les codes N-Corps font face : (1) elle cache un système de  $N$  équations différentielles possédant chacune

---

1. Le cas  $N = 3$  peut se résoudre dans le cas où une des masses est négligeable par rapport aux deux autres

une sommation de  $N$  termes interdépendants non-linéaires. Ainsi chaque étape de calcul fait intervenir un nombre d'opérations proportionnel à  $N^2$  qui peut être prohibitif à très grand  $N$ . De plus, (2) lorsque deux objets sont très proches ( $|\vec{r}_i - \vec{r}_j| \rightarrow 0$ ) leurs positions respectives changent très rapidement, et donc suivre cette évolution précisément nécessite une grande résolution temporelle, ce qui accroît le nombre d'opérations à effectuer.

Le traitement numérique de l'équation 2.1 est basé sur l'approximation de la dérivée de  $\vec{r}(t)$ , ce qui donne au premier ordre (l'indice  $i$  qui identifie un objet particulier est supprimé pour alléger la notation)

$$\vec{r}(t + \Delta t) = \vec{r}(t) + \vec{v}(t) \Delta t + o(\Delta t^2), \quad (2.2)$$

$$\vec{v}(t + \Delta t) = \vec{v}(t) + \vec{a}(t) \Delta t + o(\Delta t^2), \quad (2.3)$$

ce qui caractérise la méthode d'Euler. Ainsi, la connaissance de la position et de la vitesse au temps  $t$  permet d'estimer leur valeur au temps  $t + \Delta t$ . L'objectif consiste à obtenir une estimation la plus précise possible des coordonnées au temps  $t + \Delta t$  en minimisant le nombre d'étapes de calcul. L'erreur globale effectuée sur l'estimation de  $\vec{r}(t + \Delta t)$  et  $\vec{v}(t + \Delta t)$ , pour cette méthode d'intégration au premier ordre, varie linéairement<sup>2</sup> avec  $\Delta t$ . De manière générale un intégrateur d'ordre  $n$  est caractérisé par une erreur d'ordre  $n$ . La méthode d'Euler est un exemple académique, auquel on préfère généralement des intégrateurs d'ordre supérieur, comme la méthode de Runge-Kutta (d'ordre 2 et d'ordre 4), Leapfrog (d'ordre 2) ou encore celui d'Hermite (d'ordre 4). Ces méthodes s'appuient sur des calculs de la dérivée autour de  $t + \Delta t$  pour raffiner leur estimation. A titre d'exemple, la méthode d'Hermite s'obtient à partir du développement au quatrième ordre de  $\vec{r}(t + \Delta t)$  et  $\vec{v}(t + \Delta t)$  :

$$\vec{r}(t + \Delta t) = \vec{r}(t) + \vec{v}(t) \Delta t + \frac{1}{2} \vec{a}(t) \Delta t^2 + \frac{1}{6} \dot{\vec{a}}(t) \Delta t^3 + \frac{1}{24} \ddot{\vec{a}}(t) \Delta t^4 \quad (2.4)$$

$$\vec{v}(t + \Delta t) = \vec{v}(t) + \vec{a}(t) \Delta t + \frac{1}{2} \dot{\vec{a}}(t) \Delta t^2 + \frac{1}{6} \ddot{\vec{a}}(t) \Delta t^3 + \frac{1}{24} \dddot{\vec{a}}(t) \Delta t^4 \quad (2.5)$$

Pour ne pas avoir à calculer les termes  $\ddot{\vec{a}}(t)$  et  $\dddot{\vec{a}}(t)$ , on utilise les dérivées d'ordre supérieur en  $t + \Delta t$  :

$$\vec{a}(t + \Delta t) = \vec{a}(t) + \dot{\vec{a}}(t) \Delta t + \frac{1}{2} \ddot{\vec{a}}(t) \Delta t^2 + \frac{1}{6} \dddot{\vec{a}}(t) \Delta t^3 \quad (2.6)$$

$$\dot{\vec{a}}(t + \Delta t) = \dot{\vec{a}}(t) + \ddot{\vec{a}}(t) \Delta t + \frac{1}{2} \dddot{\vec{a}}(t) \Delta t^2 \quad (2.7)$$

ce qui donne finalement

$$\vec{r}(t + \Delta t) = \overbrace{\vec{r}(t) + \frac{1}{2} \vec{v}(t) \Delta t + \frac{1}{12} \vec{a}(t) \Delta t^2}^{\vec{r}_{\text{pred}}} + \overbrace{\frac{1}{2} \vec{v}(t + \Delta t) \Delta t + \frac{1}{12} \vec{a}(t + \Delta t) \Delta t^2}^{\vec{r}_{\text{corr}}} \quad (2.8)$$

$$\vec{v}(t + \Delta t) = \overbrace{\vec{v}(t) + \frac{1}{2} \vec{a}(t) \Delta t + \frac{1}{12} \dot{\vec{a}}(t) \Delta t^2}^{\vec{v}_{\text{pred}}} + \overbrace{\frac{1}{2} \vec{a}(t + \Delta t) \Delta t + \frac{1}{12} \dot{\vec{a}}(t + \Delta t) \Delta t^2}^{\vec{v}_{\text{corr}}} \quad (2.9)$$

2. Lorsque l'on diminue  $\Delta t$  d'un facteur 10, l'erreur après un pas de temps (donnée par  $o(\Delta t^2)$ ) diminue de 100, mais le nombre de pas de temps est multiplié par 10, ce qui résulte en une erreur globale meilleure d'un facteur 10

Il s'agit d'un schéma implicite, c'est à dire que les termes  $\vec{r}(t + \Delta t)$  et  $\vec{v}(t + \Delta t)$  dépendent des coordonnées au temps  $t$  et implicitement des coordonnées à  $t + \Delta t$ . En pratique,  $\vec{r}_{\text{pred}}$  et  $\vec{v}_{\text{pred}}$  donnent une première approximation des positions et des vitesses à  $t + \Delta t$  (phase Prediction). A partir de cette prédiction, on peut alors estimer les termes  $\vec{r}_{\text{corr}}$  et  $\vec{v}_{\text{corr}}$  (phase Evaluation) pour finalement corriger notre prédiction en appliquant les équations 2.8 et 2.9 (phase Correction). Les trois phases (PEC) sont communes à plusieurs types d'intégrateurs (Runge-Kutta en fait partie) et permettent une itération sur les phases Evaluation et Correction (avec  $n$  itérations on parle d'un schéma P(EC)<sup>n</sup>), ce qui accroît la précision finale de l'intégration.

Au delà des considérations de précision brute, un schéma d'intégration doit être choisi en fonction du type de configuration physique à traiter. Le schéma leapfrog présente par exemple l'avantage de pouvoir calculer exactement l'hamiltonien perturbé du système, ce qui permet d'éviter l'accumulation d'erreurs. Ce schéma est particulièrement adapté au suivi d'orbites autour d'un corps massif central (Beust 2003), où les orbites ne subissent pas de perturbations importantes et soudaines du fait de la domination du potentiel central. Au contraire, l'évolution dynamique d'un groupe d'étoile présente une variabilité plus importante et nécessite de pouvoir traiter les rencontres proches. Dans ce but le schéma d'intégration de type Hermite ou similaire est généralement choisi, en particulier dans deux des codes parmi les plus utilisés : Starlab (Portegies Zwart et al. 2001) et la suite Nbody par Aarseth (1999), que nous présenterons à la section 2.3. La suite aborde plus en détails les choix effectués dans de tels codes.

Le pas de temps  $\Delta t$  utilisé pour l'intégration est un paramètre déterminant et doit être choisi de façon à être petit pour résoudre les interactions proches, et grand pour les interactions plus lointaines. Un pas de temps identique pour tous les objets est très vite problématique dès lors qu'une rencontre proche a lieu. De manière générale on considère en première approximation l'utilisation d'un pas de temps individuel qui dépend de l'accélération subie par l'objet. Une estimation la plus naïve serait  $\Delta t = \alpha |\vec{r}|/|\vec{v}|$ , que l'on peut raffiner par

$$\Delta t = \left( \frac{\eta |\vec{a}(t)|}{|\ddot{\vec{a}}(t)|} \right)^{1/2}, \quad (2.10)$$

où  $\alpha$  et  $\eta$  sont des paramètres adimensionnels empiriques ; l'expérience montre que  $\eta = 0.02$  produit des résultats satisfaisants. Une prescription largement utilisée (par Starlab et la suite NBody notamment) suggère l'utilisation de toutes les dérivées de la force (Aarseth 1985), soit

$$\Delta t = \left( \eta \frac{|\vec{a}| |\ddot{\vec{a}}| + |\dot{\vec{a}}|^2}{|\dot{\vec{a}}| |\ddot{\vec{a}}| + |\ddot{\vec{a}}|^2} \right)^{1/2}. \quad (2.11)$$

En pratique l'ensemble des valeurs de  $\Delta t$  n'est pas continu, mais discrétisé en blocs, de façon à pouvoir intégrer les coordonnées de plusieurs objets en même temps. Soit  $\Delta T$  le pas de temps maximal, le pas de temps associé à une particule est défini par l'entier  $n$  tel que

$\Delta t_n = \Delta T / 2^n$  se rapproche le plus de la valeur donnée par l'équation 2.11. La modification du pas de temps propre à une particule se fait donc par puissance de 2.

Considérons une particule au sein d'un groupe. Lors de l'intégration de ses coordonnées au pas de temps suivant, la contribution de toutes les particules qui influent sur son mouvement sont considérées sans distinction. Or, si sa trajectoire est dictée principalement par l'influence de quelques voisins, il se peut qu'en comparaison l'influence des autres membres plus lointains soit négligeable. Ainsi, pour accélérer l'intégration on peut distinguer la contribution des plus proches voisins avec celle des membres éloignés. On peut citer par exemple la méthode (notée AC) développée par Ahmad & Cohen (1973) ainsi que les codes utilisant une structure des grilles hiérarchisées, appelés aussi arbre ("Tree codes"). La méthode du schéma AC décompose l'accélération en deux parties de pas de temps distincts, l'une, dite 'irrégulière', car il s'agit de la contribution des plus proches voisins dont le pas de temps doit être adapté rapidement, et l'autre, dite 'régulière', contient la contribution de tous les autres objets. Cet algorithme est efficace à condition que le nombre d'objets voisins soit très petit devant le nombre total d'objets dans le groupe. La taille de la sphère contenant les objets participant à la composante irrégulière de l'accélération est ajustée à chaque pas de temps régulier en fonction de l'évolution de la densité locale et éventuellement d'objets s'approchant à grande vitesse. Les pas de temps réguliers et irréguliers possèdent des paramètres adimensionnels propres  $\eta_I$  et  $\eta_R$  (utilisés dans l'équation 2.11), et dont la valeur précise peut être ajustée (c'est le cas dans le code NBody6) en fonction de l'erreur relative sur l'énergie.

Les codes en arbre adoptent une autre approche pour réduire le nombre de termes dans le calcul de force. Le principe, décrit par Barnes & Hut (1986), repose sur la division de l'espace en cellules de plus en plus petites, jusqu'à ce que toutes les cellules ne contiennent plus qu'une étoile. La division est effectuée de manière hiérarchique : chaque cellule "parent" (lorsqu'elle contient plus de deux étoiles) est divisée en huit (chaque dimension est divisée par deux) cellule "enfants". Le calcul de force sur une particule  $i$  s'effectue alors en parcourant l'arbre de bas en haut (depuis la cellule "mère" jusqu'aux cellules "filles") : pour chaque cellule (ou cube)  $n$  considérée on calcule le facteur  $l/D$ , soit le rapport entre la taille  $l$  de cette cellule et la distance  $D$  à la particule  $i$ . Si ce rapport est inférieur à un certain angle d'ouverture  $\theta$ , on ne descend pas plus l'arborescence, et on ajoute la contribution du centre de masse de cette cellule à la résultante s'exerçant sur la particule  $i$ . Au contraire, si  $l/D > \theta$ , on descend d'un cran pour examiner les cellules filles du cube  $n$ . Ce processus est ensuite répété jusqu'à ce que la contribution de chaque objet soit prise en compte dans un groupement de cellule ou individuellement. Grâce à cette procédure, le nombre de sommation à effectuer varie en  $N \log(N)$  au lieu de  $N^2$ . Ces codes sont pertinents à utiliser pour traiter l'évolution dynamique d'un très grand nombre d'objets, auquel cas l'effet des rencontres proches revêt une importance moindre.

Un autre aspect primordial des codes N-Corps qui abordent la dynamique d'amas ouverts est le traitement qu'ils réservent aux rencontres proches, celles susceptibles de faire diverger l'accélération et qui nécessiterait donc une forte diminution du pas de temps pour conserver une erreur relative acceptable. Dans cette optique on peut mentionner



l'usage d'une longueur de lissage, souvent notée  $\varepsilon$ , destinée à supprimer la divergence du potentiel gravitationnel. Le potentiel lissé s'écrit

$$\sum_{\substack{j=0,N \\ j \neq i}} m_j \frac{\vec{r}_i - \vec{r}_j}{(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^2 + \varepsilon^2)^{3/2}} \quad (2.12)$$

et n'est que très peu utilisé en pratique du fait de l'approximation que cela entraîne. Au lieu de cela, il existe des méthodes, dites de régularisation, permettant de supprimer la singularité en procédant à un changement des coordonnées spatiales et temporelle. La transformation dans le cas d'une interaction à deux corps peut s'écrire

$$dt = R^n d\tau, \quad (2.13)$$

où  $R$  est la séparation entre les deux corps, et selon les méthodes le choix du facteur peut être  $n = 1, 2$  ou  $2/3$ . A titre d'exemple, l'application du choix  $n = 1$  dans le cas à une dimension donne

$$x'' = 2hx + m_{\text{tot}}, \quad (2.14)$$

où  $x = dt/d\tau$ ,  $m_{\text{tot}}$  est la masse totale du système et  $h$  l'énergie de liaison des deux corps par unité de masse réduite. Le changement de variable a supprimé la singularité en  $x \rightarrow 0$ . La mise en place d'une stratégie similaire à 2D est donné par la transformation Levi-Civita (Levi-Civita 1920). La généralisation à 3D est proposée par Kustaanheimo & Stiefel (1965, d'où l'abréviation KS), et implémentée notamment dans les codes de la série NBody. L'implémentation de cette méthode varie selon la version des codes de la série NBody et des progrès effectués (Aarseth 1972; Mikkola & Aarseth 1998). La régularisation KS a ouvert les portes à d'autres investigations exploitant l'algèbre des *quaternions* développé par Hamilton (1844). Le quaternion provient d'une généralisation du nombres complexe, où la partie imaginaire possède 3 dimensions avec les nombres  $i, j$  et  $k$  vérifiant  $i^2 = j^2 = k^2 = -1$ . L'application des quaternions à la dynamique à deux corps est présentée notamment par Chelnokov (1993) et passée en revue dans Waldvogel (2008).

Le principe de la régularisation est employé dans les codes NBody pour la régularisation d'interactions à trois (rencontre étoile-binaire Aarseth & Zare 1974), quatre (rencontre entre deux binaires) ou un nombre arbitraire de corps (Mikkola & Aarseth 1993). Ces méthodes constituent les fondement du traitement des 'chaines' qui mettent en jeu des interactions entre un petit nombre d'objets ( $N < 10$ ).

Les codes N-Corps reproduisent-ils fidèlement la dynamique? La fiabilité des résultats des codes N-Corps est généralement estimée en calculant l'erreur relative faite sur une intégrale du mouvement, le plus souvent l'énergie du système. Déterminer la pertinence d'un tel critère n'est pas évident et pousse à la prudence (Huang & Innanen 1983). L'usage d'un tel diagnostic permet surtout de limiter l'accumulation d'erreurs mais ne garantit pas un traitement fidèle du suivi des orbites, en particulier pour les systèmes à  $N < 10$  corps, où une déviation minime des coordonnées prédites peut entraîner des variations importantes. Le comportement de tels systèmes a donc permis de mettre à l'épreuve certains codes

en utilisant des configurations dynamiques standards (Aarseth et al. 1994). De manière générale on peut s'attendre à ce que l'usage des diagnostics cités permette un traitement fidèle du point de vue statistique, ce qui invite à la répétition de l'expérience.

## 2.2 Système d'unités

Pour décrire l'évolution d'un groupe d'étoiles, il est commode d'utiliser des unités telles que le pc, Myr et  $M_\odot$ , mais celles-ci sont complètement arbitraires, ainsi il est plus pratique encore de raisonner à partir de grandeurs physiques sans dimension en utilisant comme unités de base des grandeurs typiques du groupe. Pour construire ces unités de base (notées  $U_t$ ,  $U_l$  et  $U_m$  pour temps, longueur et masse) on utilise les grandeurs qui caractérisent l'état dynamique d'un groupe d'étoiles : la masse totale  $M$ , l'énergie totale  $E$ , une longueur caractéristique  $R_v$ , le nombre d'objets  $N$ , et l'intensité de l'attraction gravitationnelle donnée par la constante universelle  $G$ . L'analyse dimensionnelle indique que trois de ces grandeurs, par exemple  $G$ ,  $M$  et  $R_v$ , suffisent à générer  $U_t$ ,  $U_l$  et  $U_m$ . Nous avons de façon évidente  $U_m = M$  et  $U_l = R_v$  et on trouve également  $U_t = \sqrt{R_v^3/(GM)}$ . On peut retrouver les expressions suggérées initialement (Hénon 1971b; Heggie & Mathieu 1986) en exprimant  $R_v$  en fonction de l'énergie  $E$ . La substitution s'effectue en écrivant la théorème du Viriel, soit  $R_v = -GM^2/(4E)$ , et on obtient

$$U_m = M \quad (2.15)$$

$$U_l = -\frac{GM^2}{4E} \quad (2.16)$$

$$U_t = \frac{GM^{5/2}}{(-4E)^{-3/2}}. \quad (2.17)$$

Le temps dynamique du système étant défini par  $t_{\text{dyn}} = 2R_v/\sigma$ , où  $\sigma$  est la dispersion de vitesse, on trouve  $t_{\text{dyn}} = 2\sqrt{2}U_t$ . L'unité de temps  $U_t$  possède donc un sens physique important. La vitesse caractéristique  $U_v$  (ou toute autre grandeur caractéristique) s'obtient en combinant les unités de base, soit  $U_v = U_l/U_t = \sqrt{4E/M} = \sqrt{GM/R_v}$ .

En pratique les positions  $r$ , vitesses  $v$ , masses  $m$  et le temps  $t$  en unités de parsec, km/s,  $M_\odot$  et Myr s'obtiennent avec  $r = r_{\text{NB}}U_l$ ,  $v = v_{\text{NB}}U_v$ ,  $m = m_{\text{NB}}U_m$  et  $t = t_{\text{NB}}U_t$  où les facteurs de conversion doivent être calculés en unités physiques, et l'application numérique donne

$$U_m = \left(\frac{M}{M_\odot}\right) M_\odot \quad (2.18)$$

$$U_l = \left(\frac{R_v}{\text{pc}}\right) \text{pc} \quad (2.19)$$

$$U_t = 14.9 \left(\frac{R_v}{\text{pc}}\right)^{3/2} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/2} \text{Myr} \quad (2.20)$$

$$U_v = 6.56 \times 10^{-2} \left(\frac{R_v}{\text{pc}}\right)^{-1/2} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{1/2} \text{km/s}, \quad (2.21)$$

où l'indice NB identifie la version adimensionnelle d'une grandeur telle que produite par NBody. Les facteurs numériques dans les équations ci-dessus proviennent de la conversion depuis le système d'unité international.

## 2.3 La suite NBODY par Aarseth

Contributeur de premier plan au développement des outils numériques dédiés au problème à N-Corps, Sverre Aarseth est à l'origine d'un ensemble de codes performants très largement utilisés dans la communauté. Dans la suite je présente ces différents codes et ce qui m'a poussé à en choisir un en particulier. Enfin, je détaillerai les méthodes employées pour générer les conditions initiales des simulations numériques que j'ai effectuées.

### 2.3.1 De Nbody1 à NBody6

Depuis le premier code écrit dans les années 1960 avec NBody1, la famille NBody s'est régulièrement agrandie et continue à être développée. Tous écrits en Fortran (77 notamment), ils sont structurés en routines aux fonctions distinctes, et peuvent être explorés voire modifiés à souhait. La présence de commentaires concis aide à s'y retrouver, mais en pratique la compréhension du code est principalement aidée grâce aux détails fournis dans les nombreuses publications et documents fournis avec ces codes (open source). Leur utilisation (notamment lorsque l'on cherche à tracer une erreur) peut être rendue délicate par certains choix ou contraintes de programmation, notamment la déclaration implicite des variables, l'absence d'initialisation, et une notation parfois redondante entre les routines. Entre NBody1 et NBody6, les codes ont gagné en complexité à mesure que de nouveaux algorithmes ou méthodes étaient implémentées (Aarseth 1999). Les principales caractéristiques de ces codes sont décrites dans la partie 2.1, et leur mise en place chronologique est résumée Table 2.1. L'implémentation du schéma AC de traitement préférentiel des voisins ainsi que la régularisation à deux puis  $n$  corps marquent les étapes les plus importantes vers un traitement précis donnant accès à la modélisation de groupes plus grands. Lors de ma thèse je me suis avant tout intéressé à la simulation de petits groupes stellaires ( $N \leq 100$ ), j'ai donc choisi de me servir du code NBody3. J'ai pu apprécier sa stabilité dans de tels cas par rapport à NBody6, qui rencontrait régulièrement des erreurs fatales.

Dans la perspective de simuler la dynamique d'un groupe stellaire, nous aurions pu considérer le programme Starlab qui utilise l'intégrateur KIRA (Portegies Zwart et al. 2001), qui est également largement utilisé au sein de la communauté. Starlab possède de nombreux points communs avec NBody6 (pour ne considérer que le plus récent de la suite NBody) : un intégrateur d'Hermite d'ordre quatre, utilisant des pas de temps par bloc et appliquant un schéma de traitement des voisins (de type arbre). Le traitement dans Starlab des interactions proches n'est pas effectué par la méthode de régularisation KS, mais s'appuie sur l'usage de la structure en arbre et la décomposition du mouvement d'une binaire en termes de perturbation intégrés séparément. Les capacités d'intégration de Starlab et de NBody6 semblent par ailleurs être très proches (Anders et al. 2009, 2012). Finalement le choix d'utiliser un programme de la suite NBody a été influencé par sa longue expérience (impliquant la mise en place d'algorithmes robustes) et une plus large diffusion.

Code	N	Année	Mots clés
NBODY1 [1961-1969]	3 - 100	1961	Schéma par interpolation <sup>a</sup>
			Pas de temps individuel $\Delta t$
			Potentiel lissé <sup>b</sup>
NBODY3 [1969-1974]	3 - 100	1969	Régularisation KS
		1972	Régularisation à 3 corps
		1973	Schéma AC de traitement des voisins
NBODY2 [1974-1983]	50 - 10 <sup>4</sup>	1978	Coordonnées comobiles <sup>c</sup>
NBODY5 [1979-1992]	50 - 10 <sup>4</sup>	1991	Schéma en arbre
		1989	Régularisation de chaîne
NBODY4 [1994-1999] et NBODY6 [1993-1999]	10 - 10 <sup>5</sup> et 50 - 10 <sup>4</sup>	1993	Schéma d'intégration d'Hermite
		1995	Evolution stellaire des systèmes binaires <sup>d</sup>
			Circularisation des binaires par effet de marée <sup>e</sup>
		1996	Critères de stabilité des systèmes hiérarchisés <sup>f</sup>
		1997	Ordinateurs de calcul dédiés HARP et GRAPE <sup>g</sup>
		1998	Evolution des hiérarchies
Evolution stellaire globale <sup>h</sup>			

TABLE 2.1 – Chronologie dans la mise en place des algorithmes dans les codes NBODY, avec  $N$  indiquant le nombre d'objets pour lequel un code est optimisé. Ces informations sont compilées à partir de Aarseth (1999).

<sup>a</sup> Le calcul de force était effectué par interpolation des valeurs aux pas de temps précédents. Ce schéma, aussi appelé schéma des différences finies, est implémenté également dans NBODY3.

<sup>b</sup> L'utilisation d'un potentiel lissé dans NBODY1 et NBODY2 ne permet pas de traiter les interactions proches.

<sup>c</sup> Les coordonnées comobiles sont utilisées pour des applications en cosmologie dans NBODY2.

<sup>d</sup> cf Tout et al. (1997).

<sup>e</sup> cf Mardling (1995).

<sup>f</sup> le raffinement des critères de stabilité permet de choisir un traitement approprié. Ces processus dits de "Decision making" n'a pas été abordé mais sont important à mettre en place.

<sup>g</sup> Les serveurs de calculs dédiés HARP (pour Hermite Accelerator Pipeline) ou plus généralement GRAPE (GRAvity piPE) nécessite une architecture de code spécifique.

<sup>h</sup> cf Hurley et al. (2000).

## 2.3.2 Mise en place des conditions initiales

### 2.3.2.1 Générer positions et vitesses

Les étoiles sont positionnées aléatoirement dans l'espace des phases (position et vitesse) de manière à reproduire une certaine distribution. Je vais présenter dans un premier temps la distribution que j'ai choisie dans les simulations, ainsi que les distributions les plus communes, avant de détailler la méthode utilisée pour obtenir des nombres aléatoires d'après ces distributions.

Les formes considérées couramment pour décrire la fonction de densité des amas stellaires sont avant tout créditées par les observations d'amas globulaires. Le potentiel gravitationnel de ces groupes est bien décrit par une fonction continue et à symétrie sphérique, ce qui a longtemps justifié l'intérêt pour les distributions qui possèdent cette symétrie, les premières que je présenterai. Néanmoins, ce type de fonction de distribution ne décrit pas nécessairement bien les amas jeunes, qui n'ont pas encore évolué vers un tel état d'équilibre et possèdent une structure de sous-groupes ne présentant pas de centre évident. Ainsi au cours de la dernière décennie, une attention croissante a été portée à décrire l'état présent et à simuler la dynamique des amas jeunes à l'aide de plusieurs sous groupes (eux-mêmes généralement sphériques) ou de distributions fractales. Les distributions auto-similaires telles que les fractales pourraient en effet reproduire les observations des régions les plus jeunes (moins de 2 Myr). La description détaillée de ces distributions fractales est donnée en section 2.3.2.3.

### 2.3.2.2 Les distributions à symétrie sphérique

Ces fonctions trouvent cependant aussi une légitimité du point de vue théorique du fait de leur simplicité et de leur lien avec l'hydrodynamique stellaire ainsi que la thermodynamique des gaz. Je vais détailler plus bas comment cette parenté peut émerger.

Le problème consiste à trouver une forme de potentiel gravitationnel (ou de densité) à symétrie sphérique. Considérons une sphère de gaz parfait à l'équilibre hydrostatique. L'équation d'état reliant  $p$ ,  $\rho$  et  $\psi$ , respectivement la pression, densité et le potentiel gravitationnel, s'obtient à partir de l'équation d'Euler

$$\nabla p = \rho \nabla \psi.$$

Combinée à l'équation de Laplace

$$p = K \rho^\gamma,$$

où  $\gamma$  est le rapport des capacités thermiques (à pression et à volume constant respectivement) et  $K$  une constante, on obtient, en coordonnées polaires

$$K \gamma \rho^{\gamma-2} \frac{d\rho}{dr} = \frac{d\psi}{dr}.$$

On définit le potentiel *relatif* par  $\phi = \psi - \psi_0$  avec  $\psi_0$  tel que  $\phi = 0$  aux bords du domaine d'intégration, il vient

$$\rho^{\gamma-1} = \frac{\gamma-1}{K \gamma} \phi.$$

Ainsi, le résultat précédent couplé à l'équation de Poisson produit une équation fermée sur  $\phi$ . En sphérique l'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = -4 \pi G \rho \quad (2.22)$$

$$= -4 \pi G \left( \frac{\gamma-1}{K \gamma} \phi \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (2.23)$$

$$= -4 \pi G c_n \phi^n, \quad (2.24)$$

où pour plus de clarté on a défini

$$n = \frac{1}{\gamma-1} \text{ et } c_n = \left( \frac{\gamma-1}{K \gamma} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}.$$

En considérant des variables sans dimension dans l'Eq 2.24

$$b = \left( 4 \pi G c_n \phi_0^{n-1} \right)^{1/2}, \Psi = \frac{\phi}{\phi_0} \text{ et } s = \frac{r}{b}$$

on retrouve l'équation dite de Lane-Emden

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = -\Psi^n.$$

Cette équation ne possède pas de solution analytique générale mais seulement des solutions particulières non nulles pour  $n = 0, 1$  et  $5$ . On peut également étudier le cas limite  $n \rightarrow \infty$  qui correspond à une sphère isotherme ( $\gamma = 1$  dans l'équation d'état). La distribution de densité la plus courante s'obtient pour  $n = 5$ .

Par intégration directe on trouve les solutions dans les cas  $n = 0$  et  $n = 1$  qui sont respectivement

$$\Psi_0 = 1 - 1/6 s^2 \text{ et } \Psi_1 = \frac{\sin(s)}{s}$$

Le cas  $n = 5$  est plus délicat à intégrer, mais mène à une distribution très intéressante puisqu'elle correspond à la plus courante, dite de Plummer, qui l'a pour la première fois jugée compatible aux données d'amas globulaire comme  $\omega$  Centauri, 47 Tucanae et M 13 (Plummer 1911). Par cette méthode il a également exclu la solution  $\Psi_1$  comme étant représentative de ces mêmes amas.

Pour générer aléatoirement une valeur de rayon qui décrit la distribution de Plummer on utilise une méthode simple qui consiste à passer par la distribution cumulative de la distribution que l'on a choisi. La distribution cumulative (en nombre) de la distribution de Plummer est donnée par

$$n(r) = N_{tot} \frac{(r/r_{Pl})^3}{(1 + (r/r_{Pl})^3)^{3/2}}$$

On peut définir alors un nombre aléatoire distribué uniformément sur  $[0, 1]$  par

$$X_1(r) = \frac{n(r)}{N_{tot}} = \frac{\xi^3}{1 + \xi^2},$$

Avec  $\xi(X_1) = r/r_{Pl}$ . il faut ensuite inverser cette fonction, ce qui donne

$$\xi(X_1) = (X_1^{-2/3} - 1)^{1/2}.$$

Il est nécessaire d'obtenir ensuite les positions cartésiennes dans les trois dimensions, système de coordonnées exigé dans les codes utilisés. Ces deux systèmes de coordonnées, sphérique et cartésien, sont reliés par

$$x = r \sin(\theta) \cos(\Phi) \quad (2.25)$$

$$y = r \sin(\theta) \sin(\Phi) \quad (2.26)$$

$$z = r \cos(\theta) \quad (2.27)$$

Pour que la répartition en  $x$ ,  $y$ , et  $z$  respecte la symétrie sphérique, on choisit les angles  $\theta$  et  $\Phi$  tels que leur cosinus et sinus soient uniformes sur  $[-1, 1]$ , c'est à dire

$$z = (1 - 2X_2) r \quad (2.28)$$

$$x = (r^2 - z^2) \cos(2\pi X_3) \quad (2.29)$$

$$y = (r^2 - z^2) \sin(2\pi X_3), \quad (2.30)$$

où  $X_2$  et  $X_3$  sont des nombres aléatoires distribués uniformément.

La génération des coordonnées en vitesse suit une procédure similaire, mais demande un travail plus important pour déterminer la fonction de distribution du fait de son importance physique : le champ de vitesse (ainsi que le spectre de masse, spécifié plus loin) va fixer l'énergie attribuée à chaque étoile.

Une forme simple de fonction de distribution caractérisait le modèle de Plummer :

$$f(\varepsilon) = c \varepsilon^{7/2} = c \left( \phi(r) - \frac{1}{2} v^2 \right)^{7/2} \quad (2.31)$$

où  $\varepsilon$  et  $\phi$  sont respectivement l'énergie relative et le potentiel relatif. On introduit la vitesse d'échappement qui permet d'adimensionner l'équation précédente via le paramètre  $\kappa = \frac{v}{v_{esc}}$

$$f(v_{esc}, v) = c \left( \frac{1}{2} v_{esc} \right)^7 (1 - \kappa^2)^{7/2}$$

On peut donc définir la fonction de distribution des vitesses  $g(v)$  en calculant le nombre  $dN$  d'étoiles dont la vitesse est comprise entre  $v$  et  $v + dv$

$$dN = 4 \pi v^2 f(v_{esc}, v) = g(v) dv$$

Ainsi,

$$g(\kappa) = 16 \pi c \left( \frac{1}{2} v_{esc} \right)^9 (1 - \kappa^2)^{7/2} \kappa^2 \quad (2.32)$$

$$= c_0 \kappa^2 (1 - \kappa^2)^{7/2} \quad (2.33)$$

Où  $c_0$  est une constante assurant la normalisation de  $g(v)$ . De cette façon, étant donné un nombre  $X_4$  aléatoire choisi uniformément entre 0 et 1, il lui correspond un nombre aléatoire  $\kappa$  distribué selon la fonction  $g(x)$  et tel que

$$X_4(\kappa) = \int_0^\kappa g(\kappa') d\kappa' \quad (2.34)$$

$$= a_1 \sin^{-1}(\kappa) - a_2 \kappa \sqrt{1 - \kappa^2} P(\kappa) + a_3 \quad (2.35)$$

Où  $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$  sont des constantes numériques et  $P(\kappa)$  un polynôme d'ordre huit. L'expression analytique de  $X_4(\kappa)$  n'est pas inversible, on doit donc requérir à l'utilisation d'une méthode numérique afin d'obtenir une valeur de  $\kappa$  à partir de nombre aléatoires uniformes. La technique utilisée dans la suite NBody est la méthode de rejet de Von Neumann. Elle ne fait pas appel à la fonction de distribution cumulative de  $g(\kappa)$  (qu'on ne connaît pas) mais fonctionne par échantillonnage direct à partir de la fonction de distribution elle-même : au fur et à mesure des tirages aléatoires, on bâtit l'histogramme correspondant à  $g(\kappa)$ .

On remarque que  $g(\kappa)$ , qui prend ses valeurs dans  $[0, 1]$ , est bornée à 0.1. On choisit donc une fonction d'échantillonnage simple :  $f(x) = 0.1x$ . La méthode procède ensuite par itération des étapes suivantes : considérant deux nombres aléatoires  $X_5$  et  $X_6$  distribués uniformément, si  $f(X_5) < g(X_6)$  alors  $X_6$  est gardé pour valeur de  $\kappa$ , sinon deux autres nombres  $X_5$  et  $X_6$  sont choisis.

On injecte ensuite l'expression de la vitesse d'éjection dans celle de  $\kappa$  pour obtenir le module  $v$  de la vitesse.

$$v = \kappa \left( 1 + \left( \frac{r}{r_{pl}} \right)^2 \right)^{-1/4}$$

Les valeurs pour  $v_r$ ,  $v_\theta$  et  $v_\phi$  découlent enfin de l'application des équations 2.28, 2.29 et 2.30 dans lesquelles il convient de remplacer le rayon  $r$  par le module  $v$  de la vitesse et de tirer de nouveaux nombres aléatoires.

### 2.3.2.3 Distribution fractale

L'approche fractale est employée afin de reproduire des groupes articulés autour de sous-structures hiérarchisées qui peuvent ressembler à des formes auto-similaires ou à des filaments tels qu'observés dans les régions de formation stellaire. La suite aborde uniquement l'aspect pratique associé à la création de ce type de répartition, que j'ai eu l'occasion d'utiliser dans l'étude présentée au chapitre 4.

L'identification d'une fractale est intimement liée à la corrélation entre sa taille et sa mesure : pour une figure à deux dimensions (représentable sur papier), la mesure serait le périmètre et s'obtiendrait par une succession d'étalons identiques (droits ou courbes) mis bout à bout. Si on fait varier la taille de la figure d'un facteur  $T$ , le périmètre variera d'un facteur  $N$  tel que

$$N = T^D,$$

où  $D$  est la dimension fractale de la figure considérée. Nous n'irons pas plus loin dans la description des fractales, qui sort du cadre de cette étude, et notons simplement que la dimension  $D$  ne permet pas d'identifier une fractale de manière unique, mais suffira pour



l'usage que l'on en fera.

L'algorithme utilisé pour générer des répartitions de type fractales a été introduit en astrophysique par Goodwin & Whitworth (2004). L'objectif est de retrouver une variation de volume  $N = T^D$  pour une variation de taille  $T$ . Pour ce faire on remarque que  $N = T^3 \times T^{D-3}$ , ainsi pour obtenir le résultat recherché il suffit de considérer un cube, dont le volume évolue en  $T^3$ , et dont la probabilité d'existence serait  $T^{D-3}$ . En pratique la distribution fractale d'étoiles est créée par divisions successives à partir d'un cube d'arête unité en cubes plus petits, au centre desquels une étoile est placée. A chaque étape le cube parent génère des cubes enfants deux fois plus petits (soit  $T = 1/2$ , ce qui revient à diviser le cube parent en huit). Un cube enfant (et l'étoile placée en son centre) a donc une probabilité de survivre  $2^{D-3}$ . Pour finir, on ajoute un bruit aléatoire aux coordonnées de chaque enfant qui survit de façon à les positionner aléatoirement dans leur cube et non au centre. Cela permet de s'éloigner d'une structure géométrique en grille régulière. Lorsqu'une étape est terminée, les cubes enfants restant deviennent les cubes parents et on répète le processus de division jusqu'à ce que l'on obtienne le nombre d'étoiles voulu, sachant que toute étoile à une distance supérieure à l'unité du centre du cube initial est supprimée. Avec  $2^D$  étoiles en moyenne ajoutées après chaque nouvelle étape, on choisit en général  $D$  tel que ce nombre soit proche d'un entier, ce qui donne les valeurs retrouvées couramment : 1.6, 2, 2.6 et 3 (répartition sphérique homogène).

Le champ de vitesse peut être ensuite choisi homogène ou bien hiérarchisé. Dans le premier cas, on génère les vitesses de toutes les étoiles aléatoirement à partir d'une distribution gaussienne. Le deuxième cas nécessite de calculer le champ de vitesse en respectant la structure parent-enfant, dans le but de produire des sous-groupes cohérents. La procédure suivie est la suivante : les vitesses de la première génération d'étoiles sont tirées aléatoirement de façon à former un groupe virialisé (la masse de chaque étoile est donnée ici par le nombre d'étoiles qui en descend). Toute étoile de la deuxième génération possède une vitesse aléatoire mais telle que le sous groupe soit virialisé, à laquelle s'ajoute la vitesse de l'étoile parent. Lorsque les vitesses ont toutes été obtenues, elles sont mises à l'échelle de façon à reproduire l'équilibre du viriel voulu, selon la méthode décrite dans la section ci-dessous. Ce champ de vitesse hiérarchisé est celui que l'on utilisera, car plus cohérent avec la distribution des positions en sous-groupes.

#### 2.3.2.4 Equilibre du viriel

Une fois que les vitesses et les positions ont été générées, il est nécessaire de les ajuster pour que l'état dynamique initial du groupe d'étoiles soit celui recherché. Cet état dynamique se caractérise par le rapport du viriel initial,  $Q_i$ , défini par

$$Q_i = \frac{E_{\text{cin}}}{|E_{\text{pot}}|},$$

où  $E_{\text{cin}}$  et  $E_{\text{pot}}$  sont respectivement l'énergie cinétique et l'énergie potentielle du groupe stellaire. Dans la suite on note  $E'_{\text{cin}}$  et  $E'_{\text{pot}}$  les grandeurs avant mise à l'échelle.

Si le rapport du viriel initial est choisi inférieur à un, l'énergie totale  $E_0$  est alors négative

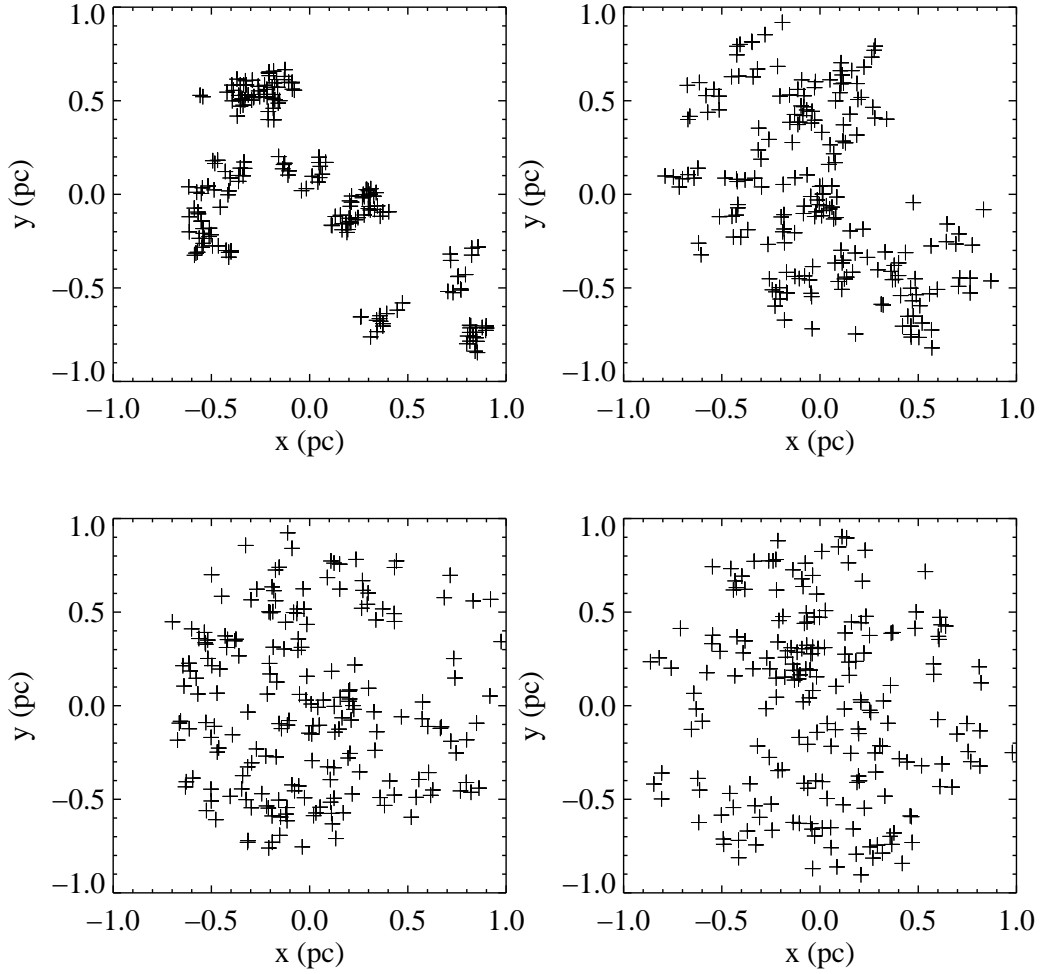


FIGURE 2.1 – Exemple d'un groupe de 200 étoiles réparti en fractale de dimension variant de  $D = 1.6, 2, 2.6$  et  $3$  (respectivement de gauche à droite et de haut en bas).

(le système est globalement gravitationnellement lié) et NBody fixe  $E_0 = -0.25$ . Dans le cas contraire, on a simplement  $E_0 = 0.25$ . Ainsi  $E'_{\text{cin}}$  et  $E'_{\text{pot}}$  sont mis à l'échelle de façon à reproduire  $Q_i$  et  $E_0$  à l'aide des facteurs  $\alpha$  et  $\beta$  définis tels que

$$\frac{E'_{\text{cin}}}{E'_{\text{pot}}} = Q \equiv \alpha Q_i \quad \text{et} \quad E'_{\text{cin}} + E'_{\text{pot}} = E \equiv \beta E_0$$

Les énergies cinétique et potentielle sont donc redéfinies  $E_{\text{cin}}$  et  $E_{\text{pot}}$  vérifiant

$$Q_i = \frac{E'_{\text{cin}}}{E'_{\text{pot}}/\alpha} = \frac{E_{\text{cin}}}{E_{\text{pot}}} \quad \text{et} \quad E_0 = E_{\text{cin}} + E_{\text{pot}} = E'_{\text{cin}}/\beta + E'_{\text{pot}}/\beta$$

On retrouve donc la mise à l'échelle appliquée aux positions et aux vitesses initiales,  $r'$  et  $v'$  :  $r = \beta r'$  et  $v = \frac{v'}{\sqrt{\alpha\beta}}$ .

### 2.3.2.5 Population de binaires

Les principaux résultats théoriques et observationnels concernant les populations de binaires des amas et du champ ont été passés en revue dans l'introduction. Ici nous nous attacherons à décrire les fonctions implémentées et les méthodes utilisées pour générer les binaires dans les simulations numériques en général et dans celles que nous avons effectuées dans le cadre de cette thèse en particulier.

Dans cette partie je considère que les masses de tous les objets, incluant les composantes des binaires, sont déjà connues. L'objectif est de déterminer les positions  $\vec{x}_1$  et  $\vec{x}_2$  et les vitesses  $\vec{v}_1$  et  $\vec{v}_2$  de deux étoiles liées, de masse  $m_1$  et  $m_2$  étant données les coordonnées du centre de masse  $\{\vec{x}_m, \vec{v}_m\}$  de la binaire (obtenues par une des méthodes décrites ci-dessus). Définir  $\vec{x}_1$  et  $\vec{x}_2$  nécessite de spécifier la période et l'excentricité de la binaire ainsi que son orientation dans l'espace. Je vais détailler ces trois procédures ci-après.

L'ensemble des travaux effectués par Pavel Kroupa en 1995 (Kroupa 1995a,c,b) constitue un corpus sur lequel de nombreuses publications traitant de dynamique stellaire se sont appuyées. Dans cet ensemble de quatre papiers il s'est attaché à caractériser complètement l'état initial du groupe stellaire moyen tel que son évolution dynamique aboutisse à un état cohérent avec les diverses contraintes issues de l'observation du champ. Ainsi certains résultats présentés ici sont issus de ces travaux, notamment la fonction de distribution de période des binaires, présentée ci-dessous.

La forme de fonction de distribution de période (exprimée en jours) que l'on a utilisée est

$$f(\log(P)) = \eta \frac{\log(P) - \log(P_{\min})}{\delta + (\log(P) - \log(P_{\min}))^2}, \quad (2.36)$$

que la solution de l'amas moyen présentée dans Kroupa (1995c) caractérise complètement en donnant

$$\eta = 2.5, \delta = 45 \text{ et } \log(P_{\min}) = 1. \quad (2.37)$$

La borne maximale de cette fonction de distribution est obtenue en exprimant sa normalisation, ainsi on trouve  $\log(P_{\max}) = 8.43$ .

La fonction de distribution cumulative de l'Eq 2.36 s'écrit

$$\text{CDF}(\log(P)) = \int_{\log(P_{\min})}^{\log(P)} f(\log(P')) d \log(P') \quad (2.38)$$

avec  $u = \log(P) - \log(P_{\min})$  il vient

$$\text{CDF}(u) = \eta \int_0^u \frac{u'}{\delta + u'^2} du' = \frac{\eta}{2} \ln \left[ \frac{u^2}{\delta} + 1 \right]. \quad (2.39)$$

L'inversion de l'Eq.2.39 fournit la fonction génératrice  $P(X)$  :

$$\log(P(X)) = \left[ \delta \left( e^{\frac{2X}{\eta}} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{2}} + \log(P_{\min}). \quad (2.40)$$

L'Eq. 2.40 produit une valeur de période distribuée statistiquement selon l'Eq. 2.36 pourvu que  $X$  soit un nombre aléatoire uniforme sur  $[0, 1]$ .

Obtenir l'excentricité des binaires est plus aisé car la distribution d'excentricité utilisée ici est la distribution dite "thermale", qui prend une forme très simple :

$$g(e) = 2e \quad (2.41)$$

dont la fonction cumulative est  $e^2$ , qui s'inverse facilement pour procurer la fonction génératrice

$$e(X) = \sqrt{X}. \quad (2.42)$$

Pour finir, il faut (1) fixer la position des étoiles sur l'ellipse et (2) définir l'orientation du plan de l'orbite ainsi que l'orientation de l'ellipse dans ce plan.

(1) Les étoiles sont positionnées à l'apocentre, c'est à dire à l'éloignement relatif le plus grand. Dans le repère associé à l'ellipse (défini par le grand axe et le petit axe, centré sur un noeud), les coordonnées sont donc  $x_{\text{orb}} = a(1+e)$  et  $y_{\text{orb}} = 0$ , et les vitesses s'écrivent  $v_x = 0$  et  $v_y = \sqrt{\frac{(m_1+m_2)(1-e)}{a(1+e)}}$ .

(2) Les éléments d'orbites pertinents sont les angles suivants (cf. Fig. 2.3.2.5) : l'inclinaison  $i$  ( $i \in [0, \pi]$ ) par rapport au plan du ciel, l'argument du périastre,  $\omega$  ( $\omega \in [0, 2\pi]$ ), ainsi que la longitude du noeud ascendant  $\phi$  ( $\phi \in [0, 2\pi]$ ). Ces angles sont obtenus par tirages aléatoires équiprobables sur leur domaine de définition. Les angles  $i$ ,  $\omega$  et  $\phi$  sont ensuite exprimés en coordonnées cartésiennes afin d'être utilisés pour déterminer les positions des étoiles. Les vecteurs  $\vec{e}_x$  et  $\vec{e}_y$ , pointant respectivement l'apocentre et le pericentre de l'ellipse, se décomposent sur la base propre au plan du ciel

$$\vec{e}_x = (\cos \omega \cos \phi - \sin \omega \sin \phi \cos i) \vec{u}_x \quad (2.43)$$

$$+ (\cos \omega \sin \phi + \sin \omega \cos \phi \cos i) \vec{u}_y \quad (2.44)$$

$$+ \sin \omega \sin i \vec{u}_z \quad (2.45)$$

$$\equiv A_x \vec{u}_x + A_y \vec{u}_y + A_z \vec{u}_z \quad (2.46)$$

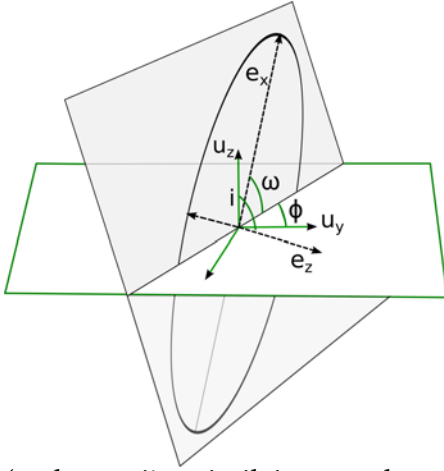
$\{\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z\}$  de la manière suivante

$$\vec{e}_y = -(\sin \omega \cos \phi + \cos \omega \sin \phi \cos i) \vec{u}_x \quad (2.47)$$

$$+ (-\sin \omega \sin \phi + \cos \omega \cos \phi \cos i) \vec{u}_y \quad (2.48)$$

$$+ \cos \omega \sin i \vec{u}_z \quad (2.49)$$

$$\equiv B_x \vec{u}_x + B_y \vec{u}_y + B_z \vec{u}_z \quad (2.50)$$



On obtient finalement pour le vecteur position relatif

(et de manière similaire pour le vecteur vitesse)

$$\begin{pmatrix} x_{rel} \\ y_{rel} \\ z_{rel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_x & B_x \\ A_y & B_y \\ A_z & B_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{orb} \\ y_{orb} \end{pmatrix}. \quad (2.51)$$

Les coordonnées absolues des masses  $m_1$  et  $m_2$  se déduisent à partir de celles du centre de masse  $\vec{x}_m$  :  $\vec{x}_{1,2} = \vec{x}_m + \frac{m_{2,1}}{m_1+m_2} \vec{x}_{rel}$  pour les positions et de même pour les vitesses.

### 2.3.2.6 Spectre de masse

La masse de chaque objet est déterminée à partir de la fonction de distribution (IMF, voir Chapitre 1) choisie. Pour chacune des fonctions décrivant l'IMF il existe deux paramétrisations différentes selon que les étoiles formant un système multiple soient comptées individuellement ou soient assimilés à leur centre de masse. Dans le cas où aucune binaire n'est formée initialement, le tirage aléatoire des masses est très simple. Bien que manquant de réalisme, c'est la démarche que nous avons adoptée dans le chapitre 3 pour les modèles A et B (cf Tableau 3.1), aussi, je la décrirai avant toute autre. Ensuite je présenterai la méthode utilisée dans le modèle C et dans le chapitre 4, où des binaires sont présentes à l'état initial. Inclure des binaires initialement complique le tirage car implique l'utilisation de deux variables supplémentaires, la fraction de binaire et le rapport de masse. Enfin je mentionnerai le cas particulier où l'on considère les naines brunes et les étoiles comme issues de deux processus de formation distincts, ce qui entraîne l'usage de deux fonctions de masses différentes.

Dans le cadre de l'étude de la dynamique de petits groupes, j'ai utilisé la fonction de masse L3 décrite en détail dans Maschberger (2013a). La distribution cumulative de L3, notée  $P_{L3}$ , a l'avantage d'avoir une forme analytique et permet par conséquent d'obtenir directement une valeur de masse à partir d'une distribution aléatoire uniforme.

$$P_{L3} = \frac{G(m) - G(m_{min})}{G(m_{max}) - G(m_{min})} \quad (2.52)$$

avec,

$$G(m) = \left( 1 + \left( \frac{m}{\mu} \right)^{1-\alpha} \right)^{1-\beta}, \quad (2.53)$$

où  $\mu = 0.2$  est le facteur d'échelle et les exposants valent  $\alpha = 2.3$  et  $\beta = 1.4$  pour la version individuelle. La fonction de masse des systèmes s'obtient avec  $\beta = 2.0$  ( $\mu$  et  $\alpha$  demeurent inchangés). Les bornes  $m_{\min}$  et  $m_{\max}$  dans L3 sont ajustables librement (et préservent la normalisation). L'inversion de l'Eq. 2.52 délivre la fonction génératrice

$$m(X) = \mu \left( \left[ X (G(m_{\max}) - G(m_{\min})) + G(m_{\min}) \right]^{\frac{1}{1-\beta}} - 1 \right)^{\frac{1}{1-\alpha}}. \quad (2.54)$$

Ainsi, quelques lignes de codes suffisent à échantillonner L3 pour produire un spectre de masse.

Dans le chapitre 4 j'ai utilisé la fonction de masse individuelle de type log-normale, dont la forme est décrite par Chabrier (2003). La fonction génératrice d'une fonction log-normale ne possède pas d'expression analytique simple, puisqu'elle fait intervenir la fonction d'erreur. L'algorithme que l'on utilise suit la méthode Box & Muller (1985), qui effectue une transformation à partir d'une distribution uniforme à deux dimensions. Cette transformation est très simple à calculer et produit une distribution normale en quelques lignes de calcul.

# Evolution dynamique d'un groupe d'étoiles

---

## Sommaire

<b>3.1 Conditions initiales</b> . . . . .	<b>44</b>
<b>3.2 Les différentes phases de l'évolution dynamique</b> . . . . .	<b>45</b>
3.2.1 Scénario standard . . . . .	46
3.2.2 Cas d'un petit groupe . . . . .	47
<b>3.3 Caractérisation de la correspondance <math>CI \iff Obs</math></b> . . . . .	<b>54</b>
3.3.1 Illustration de la correspondance $CI \implies Obs$ par un exemple . . . . .	54
3.3.2 Correspondance $CI \longleftarrow Obs$ . . . . .	57
<b>3.4 Conclusion</b> . . . . .	<b>61</b>

---

L'évolution dynamique des groupes stellaires a été abordée historiquement par l'étude des amas globulaire grâce à l'usage de codes non-collisionnels. L'arrivée progressive de codes à intégration directe performants a permis de traiter la dynamique d'amas ouverts incluant un traitement réaliste des rencontres proches. Ces codes permettent par exemple d'apporter des contraintes sur les processus de formation stellaires et de comprendre l'origine de la population du champ. Les travaux effectués jusqu'à présent considèrent des populations de l'ordre de 100 ou 1000 étoiles, proches des amas ouverts les plus connus (Pleiades, Orion). Dans cette thèse et dans ce chapitre en particulier, je traite la dynamique de plus petits groupes stellaires, afin de mieux comprendre leurs dynamiques et de contraindre la formation des associations ( $\beta$  Pictoris, Chamaeléon, Hyades). Ce travail pourra également être mis en application en modélisant l'évolution d'un ensemble de petits groupes pour tester la pertinence d'un mode de formation en sous-groupes.

L'étude de la dynamique des petits groupes d'étoiles a fait l'objet d'un projet mené conjointement avec Simon Goodwin (Sheffield, UK). Les deux principaux objectifs sont :

- une meilleure compréhension de la dépendance aux conditions initiales des propriétés statistiques des amas stellaires dynamiquement évolués. Pour atteindre cet objectif nous avons cherché en particulier à examiner l'interdépendance des différentes mesures dont on peut disposer (par exemple densité et dispersion en vitesse).
- l'exploitation des connaissances acquises pour explorer les origines possible de certains amas stellaires connus. Cet exercice permet de préparer l'arrivée sur le ciel du télescope GAIA, qui donnera accès à l'information en six dimensions dans l'espace positions-vitesse.

L'originalité de cette étude est de considérer des petits groupes d'étoiles, pour lesquels les effets stochastiques peuvent être importants. Cela nous pousse à considérer les résultats issus des simulations sur un pied d'égalité par rapport aux observations : simulation et observation sont des réalisations particulières d'une distribution statistique. Ainsi nous évaluerons le comportement moyen des simulations autant que la déviation autour de cette moyenne.

### 3.1 Conditions initiales

La démarche que nous avons utilisé ici est d'analyser dans un premier temps des simulations numériques simples (modèle A du tableau 3.1) avant de progresser vers des situations plus réalistes et plus complexes (modèles B et C). Tout le long de cette progression nous avons couvert le même espace des paramètres (résumé dans les trois premières lignes table 3.1) afin de faciliter la comparaison des résultats. Cet ensemble de paramètres a été choisi de façon à couvrir une large plage de densité initiale et permettre la comparaison avec des amas connus. L'ensemble des paramètres choisis pour générer les conditions initiales est indiqué table 3.1. Dans les trois modèles A, B et C, on sélectionne aléatoirement la position et la vitesse de  $N \in \{20, 50, 100\}$  étoiles d'après un modèle de Plummer de rayon caractéristique (voir Section 2.3.2.1)  $R_{Pl} \in \{0.025, 0.05, 0.1, 0.2, 0.5, 1.0\}$  pc). Positions et vitesses sont ensuite ajustées de manière à reproduire le rapport de viriel recherché ( $Q \in \{0.3, 0.5, 0.7\}$ , voir Section 2.3.2.4). Le modèle A contient des étoiles de même masse,  $m = 0.4 M_{\odot}$ , simplification que l'on lève pour les modèles B et C, qui adoptent un spectre de masse large ( $0.01 < m < 10. M_{\odot}$ ) à partir de la fonction de distribution développée dans Maschberger (2013a). Concernant le traitement des interactions multiples, les trois modèles traitent la formation et la destruction de systèmes multiples au cours de l'évolution dynamique, mais seul le modèle C inclut une population de binaires initialement (cf. Section 2.3.2.5 pour plus de détails). L'analyse et l'étude des simulations du modèle C étant prévue ultérieurement, j'ai choisi de ne pas présenter de résultat concernant ce modèle, et pourra faire l'objet de futurs travaux. Pour chaque configuration, on effectue 500 tirages aléatoires afin de disposer de suffisamment de données pour l'exploitation statistique. Chacune de ces simulations est stoppée après un temps simulé de 10 Myr et analysée à l'aide des données fournies tous les 0.2 Myr. On note qu'on se focalise ici sur les effets de dynamique stellaire seulement, c'est à dire que les effets dûs au gaz ne sont pas pris en compte. Enfin, dans les trois modèles les effets de marées du à la rotation galactique sont pris en compte. Les sections suivantes fournissent les détails pratiques au sujet des conditions initiales choisies, tandis qu'une analyse critique de ces choix est proposée au Chapitre 4.



TABLE 3.1 – Espace des paramètres

Modèle	A	B	C
N		20, 50, 100	
Rayon <sup>(1)</sup> (pc)	0.025, 0.05, 0.1, 0.2, 0.5, 1.0		
Rapport du viriel <sup>(2)</sup>	0.3, 0.5, 0.7		
Distribution en densité	Modèle de Plummer <sup>(3)</sup>		
Spectre de masse	$m = 0.4 M_{\odot}$	IMF <sup>(4)</sup> , avec $0.01 < m < 10 M_{\odot}$	
Population initiale de binaires ?	Aucune	100%, Distribution de Kroupa <sup>(5)</sup>	

Vue d'ensemble des conditions initiales des différents ensembles de simulations effectuées.

<sup>(1)</sup> Correspond au rayon de Plummer

<sup>(2)</sup> Différentes valeurs du rapport de viriel placent le groupe globalement en équilibre thermique ou bien hors équilibre : en expansion ( $Q = 0.7$ ) ou en contraction ( $Q = 0.3$ ).

<sup>(3)</sup> La distribution de Plummer que l'on adopte détermine les positions ainsi que les vitesses.

<sup>(4)</sup> La fonction de masse choisie ici est celle détaillée dans Maschberger (2013a) ; sa paramétrisation est adaptée selon la présence de binaires initialement (cf. Table A1 du papier référencé).

<sup>(5)</sup> Les caractéristiques de la population de binaires dans le modèle C sont choisies de manière à reproduire des propriétés généralement utilisées telles que la distribution de période (équation 46 dans Kroupa et al. 2011) et la distribution d'excentricité, choisie thermique. On notera que la fraction de binaire initiale est théoriquement de 100%, bien qu'une partie d'entre elles ne seront pas liées physiquement si leur séparation est de l'ordre de la séparation moyenne entre étoiles.

## 3.2 Les différentes phases de l'évolution dynamique

Les évènements qui peuvent ponctuer la vie d'une étoile au sein d'un groupe affectent l'équilibre énergétique du groupe et déterminent son évolution globale, dont nous verrons ici les différentes phases. La section 3.3 est consacrée à l'examen de l'impact du chaos et des effets stochastiques sur l'évolution temporelle d'un petit amas stellaire. On s'attachera dans cette partie à décrire de façon qualitative et quantitative les différences entre une réalisation unique et le comportement moyen. Pour finir je présenterai, en section 3.3.1, l'intérêt du *reverse engineering* et ce que cette méthode peut nous permettre d'apprendre sur les conditions de formations des amas stellaires à partir de données observationnelles.

### 3.2.1 Scénario standard

Un système stellaire auto-gravitant évolue principalement sous l'effet de la diffusion (équipartition de l'énergie), qui entraîne les objets massifs à se placer sur des orbites de plus en plus petites autour du centre de l'amas. La conséquence d'un flux d'énergie cinétique vers les couches périphériques est parfois expliquée par la capacité thermique négative des systèmes auto-gravitants<sup>1</sup> : face à une perte d'énergie les étoiles des couches internes tombent dans des orbites plus basses encore et gagnent en énergie cinétique, ce qui contribue à augmenter le flux thermique vers les couches externes. La tendance des objets centraux à se rapprocher du centre du potentiel s'accélère du fait de la diminution du temps de relaxation. Le système évolue progressivement hors équilibre par la différenciation en deux régions (cœur et halo) : la région centrale s'échauffe tandis qu'en périphérie du groupe la température diminue. Ce phénomène, nommé catastrophe gravo-Thermique, a été théorisé par Lynden-Bell & Wood (1968) et se retrouve dans plusieurs simulations numériques (Hénon 1971a). Cette situation entraîne un effondrement du cœur pour atteindre des densités de plus en plus élevées, et se déroule à une échelle de temps variant autour de  $10t_{rh}$  (où  $t_{rh}$  est le temps de relaxation initial, Heggie et al. 2006) selon la fraction de binaire initiale et la définition choisie pour l'échelle de temps de l'effondrement.

L'augmentation de la densité centrale favorise les interactions à trois corps et donc la formation de binaires. Ces dernières constituent d'autres systèmes auto-gravitant au sein d'un ensemble auto-gravitant plus grand. Ainsi, lorsque l'ensemble perd de l'énergie, cette perte se transmet en partie aux binaires, qui, en se resserrant, communiquent de l'énergie à l'ensemble, ce qui a pour conséquence de stopper l'effondrement et d'agrandir la région centrale. Cette région est animée de pulsation dites "gravo-thermiques" alternant des phases d'expansion dues à la présence de binaires serrées, et des phases de contraction, suite à l'éjection de ces binaires. Ces oscillations, caractérisées par simulations numériques, sont stables en particulier pour les systèmes de plus d'environ 7000 (mais de moins de 40000) objets (Goodman 1987). La présence d'un spectre de masse dans le groupe initial contribue à accélérer cette évolution, du fait de la dépendance de la masse dans le phénomène de diffusion.

L'expansion du groupe est généralement exposée à travers l'évolution du rayon de demi-masse, parallèlement à celle du rayon du cœur de l'amas. On remarque que, alors que le cœur subit des variations importantes de régime, les parties moins centrales y sont peu sensibles. On décrit l'évolution du rayon de demi-masse des amas globulaires de manière simple par  $r_h \propto t^{2/3}$  (Hénon 1965), c'est à dire que la densité moyenne dans ce volume reste approximativement constante du fait de la perte de masse.

---

1. Les forces de gravité étant toujours attractives, il n'existe pas d'équivalent en dynamique stellaire de la longueur de Debye des plasmas, ni de phénomène d'écrantage, ce qui pourrait expliquer cette propriété particulière.

### 3.2.2 Cas d'un petit groupe

Le cas d'amas de petits groupes, ici  $N < 100$ , n'a été essentiellement couvert qu'à l'extrémité  $N < 5$  (van Albada 1968; Sterzik & Durisen 1998) qui relève de l'expérience de diffusion et pas tellement de la dynamique d'amas. L'étude de tels amas est intéressante en particulier car elle se situe loin des modèles idéaux à  $N > 10^4$  où l'on retrouve une symétrie sphérique propre, un comportement régit par le potentiel global et des coefficients de diffusion calculables analytiquement. Le processus de relaxation prend une place importante dans l'évolution dynamique de petits groupes, ce qui pourrait amener à révéler des différences significatives avec les modèles communs. La description d'une telle évolution est rendue ardue par le manque de statistique, mais aussi du fait que ces groupes sont sensibles aux phénomènes extrêmes, comme l'éjection d'une binaire.

Afin d'examiner l'évolution des modèles simulés et de la confronter au scénario standard, nous allons en présenter des résultats issus de la même analyse que celle proposée dans Heggie et al. (2006, abrégé Heg06 dans la suite). Ce papier présente l'étude de la dynamique d'amas stellaire où les étoiles ont toutes la même masse, où sont détaillés les effets dûs à la présence d'une population initiale de binaires. Ils ont utilisé le code NBody6 pour simuler des groupes dont le nombre de système se trouve entre  $N = 256$  et  $N = 16384$  et l'analyse se concentre sur les simulations avec  $N = 8192$ . Ces travaux serviront ici à comparer les résultats issus de la modélisation de petits amas aux simulations de groupes plus massifs.

Les résultats présentés ci-dessous sont issus des modèles A et B (voir Table 3.1) et les illustrations utiliseront généralement la même configuration :  $Q_i = 0.5$ ,  $N = 50$  et  $R_{pl} = 0.05$  pc. Cette configuration possède l'avantage d'avoir un temps de relaxation court, de façon à ce que 10 Myr corresponde à environ  $40 t_{rh}$ .

Tout d'abord, nous avons abordé dans la section précédente la mise en place d'un coeur compact du fait de la diffusion préférentielle des étoiles massives. Le rayon de coeur est défini de façon identique à Heg06 :

$$r_c = \sqrt{\frac{\sum_i r_i^2 \rho_i^2}{\sum_i \rho_i^2}}, \quad (3.1)$$

où  $\rho_i$  est la densité locale autour de l'étoile  $i$  (étoile liée au groupe), calculée selon le critère de Casertano & Hut (1985) à partir de la distance au cinquième voisin le plus proche. Le rayon  $r_c$  permet de visualiser l'évolution de la région centrale (cf. Heg06, leur graphique 1), l'effondrement, aussi bien que les oscillations mentionnées plus haut. Avec seulement 50 étoiles initialement, mais 500 simulations à notre disposition, nous avons indiqué sur la Fig. 3.1 (modèle A) et 3.2 (modèle B) les valeurs moyennes ainsi que les quantiles 25% et 75% de  $\log(r_h)$  et  $\log(r_c/r_h)$ . Ces deux figures viennent appuyer l'idée que la relaxation est dépendante de la masse et contribue à accentuer les variations de l'enveloppe interne (on remarque que  $r_c/r_h$  diminue nettement durant les premiers  $4 t_{rh}$ ) et de l'ensemble de l'amas en expansion rapide ( $r_h$  augmente de trois ordres de grandeurs entre 0 Myr et 10 Myr). On note cependant que la phase de concentration est courte par rapport aux estimations données plus haut ( $10 t_{rh}$ ) et surtout moins prononcée (variation d'un facteur 3 par rapport à une variation d'un facteur 100 fig.1 de Heg06, reproduite ici à droite sur

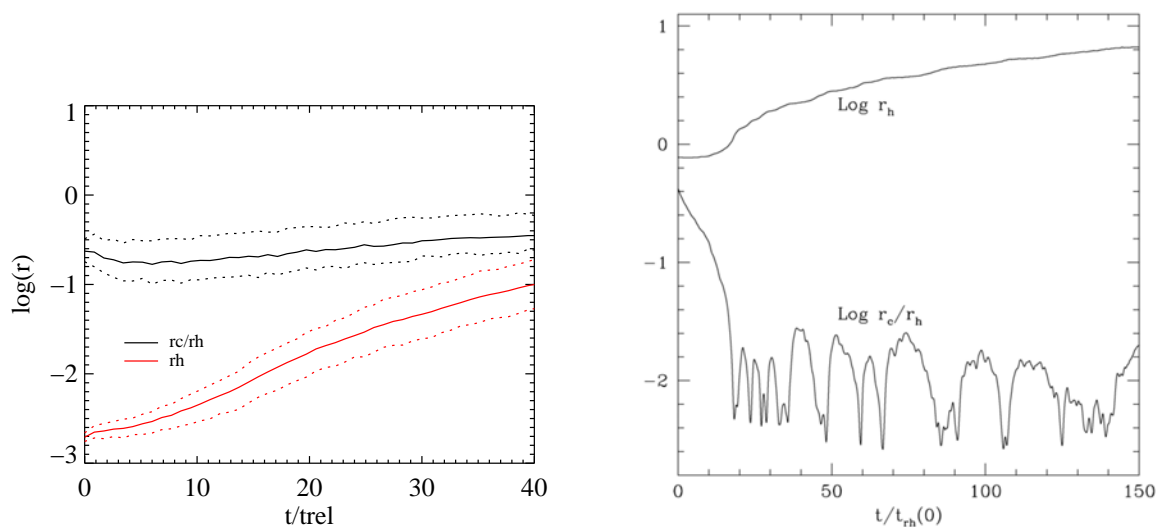


FIGURE 3.1 – Evolution du rayon de demi-masse et sa corrélation avec le rayon de coeur. Les données représentent la moyenne et les quartiles de 25% et 75% sur 500 simulations ayant débuté avec  $Q_i = 0.5$ ,  $N = 50$  et  $R_{pl} = 0.05$  pc, et des étoiles de masse identique. La figure de droite provient de Heg06 et présente une simulation contenant initialement 16384 étoiles individuelles.

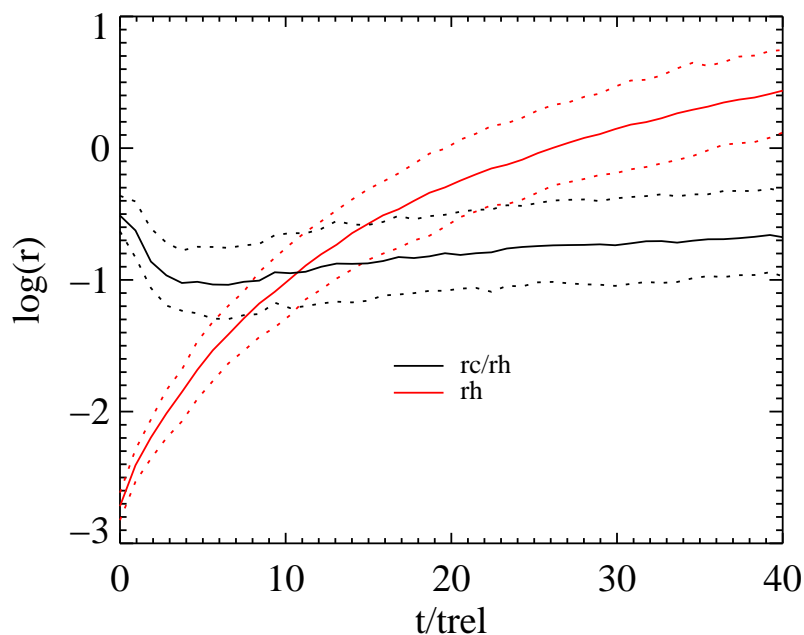


FIGURE 3.2 – Evolution du rayon de demi-masse et sa corrélation avec le rayon de coeur. Les données représentent la moyenne et le quartiles de 25% et 75% sur 500 simulations ayant débuté avec  $Q_i = 0.5$ ,  $N = 50$  et  $R_{pl} = 0.05$  pc, et un spectre de masse.

la figure 3.1). De plus la comparaison des figures 3.1 et 3.5 (sans et avec spectre de masse) montre une expansion nettement plus rapide lorsqu'un spectre de masse est présent : le taux de variation du rayon caractéristique  $r_h$  entre  $t = 0$  et  $t = 40 t_{rh}$  est plus élevé dans le cas du modèle B d'un facteur 25 par rapport au modèle A. On remarque également une différence au niveau de l'évolution du rapport  $(r_c/r_h)$ , qui indique (modèle A) une très faible contraction du coeur (facteur 1.5 environ entre  $t = 0$  et  $t = 6 t_{rh}(0)$ ) que l'on trouve un peu plus prononcée dans le modèle B (d'un facteur 3.2 environ, entre  $t = 0$  et  $t = 6 t_{rh}$ ).

Est-ce que la phase d'effondrement est suivie par la formation de binaires dans le

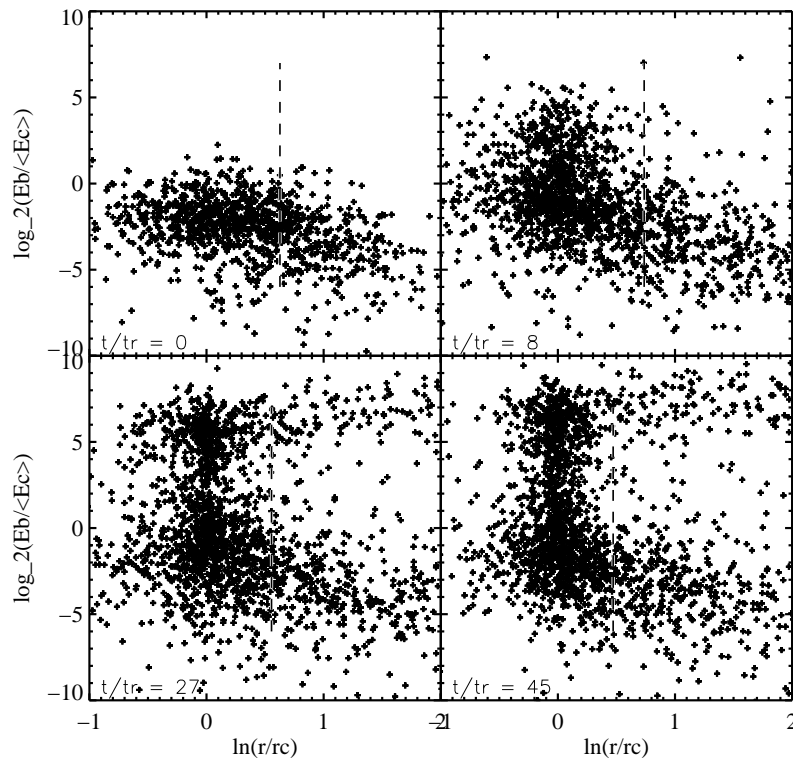


FIGURE 3.3 – Positions des binaires en fonction de leur séparation, à un instant différent dans chaque panel ( $t/t_{rh} = 0, 8, 27$  et  $45$  de haut en bas et de gauche à droite). L'énergie interne des binaires est comparée à l'énergie cinétique moyenne dans l'amas, tandis que la position est calculée par rapport au rayon de coeur. Les données représentent la configuration ayant débuté avec  $Q_i = 0.5$ ,  $N = 50$  et  $R_{pl} = 0.05$  pc, et des étoiles de même masse. Une ligne verticale en pointillés donne  $\ln(r_{rh}/r_c)$  pour repère.

coeur? Nous avons construit une figure identique à la figure 12 de Heg06 (reproduite ici Fig. 3.4) afin d'analyser la dépendance entre l'énergie interne des binaires et leur position dans le groupe. Fig. 3.3 et Fig. 3.5 donnent la mesure de  $\log_2(E_b/\langle E_c \rangle)$  (où  $\log_2$  est le logarithme base deux) et de  $\ln(r/r_c)$  pour chacune des binaires présentes à  $t/t_{rh} = 0, 8, 27$  et  $45$ . Sont représentés l'ensemble des 500 modèles générés à partir de la configuration  $Q_i = 0.5$ ,  $N = 50$  et  $R_{pl} = 0.05$  pc.

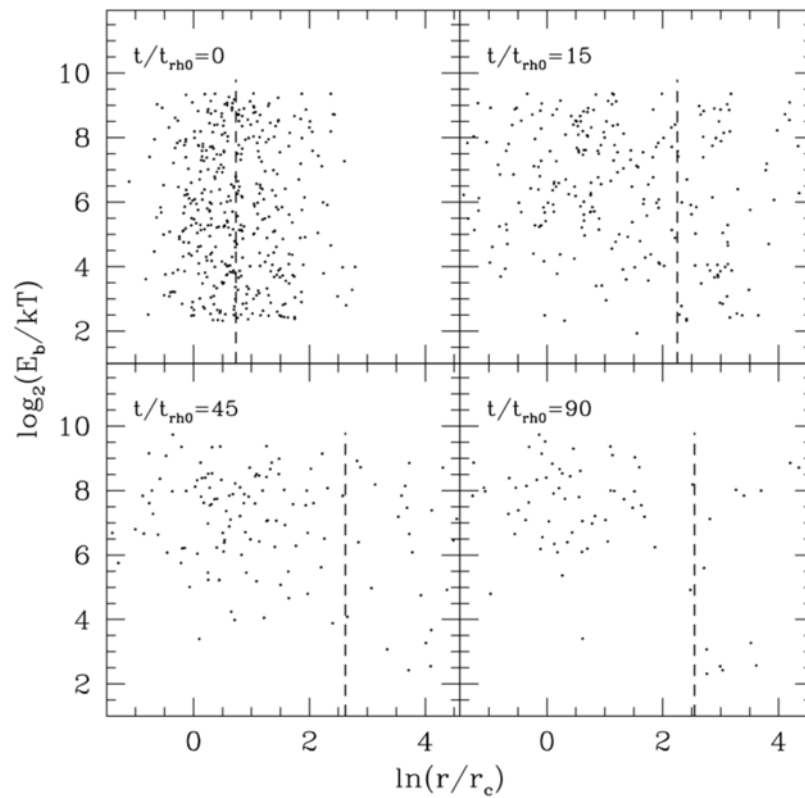


FIGURE 3.4 – Données similaires à la Fig. 3.3, reproduit depuis Heg06, obtenues par l'analyse de la simulation d'un groupe initial comptant 4096 systèmes avec 10% de binaires.

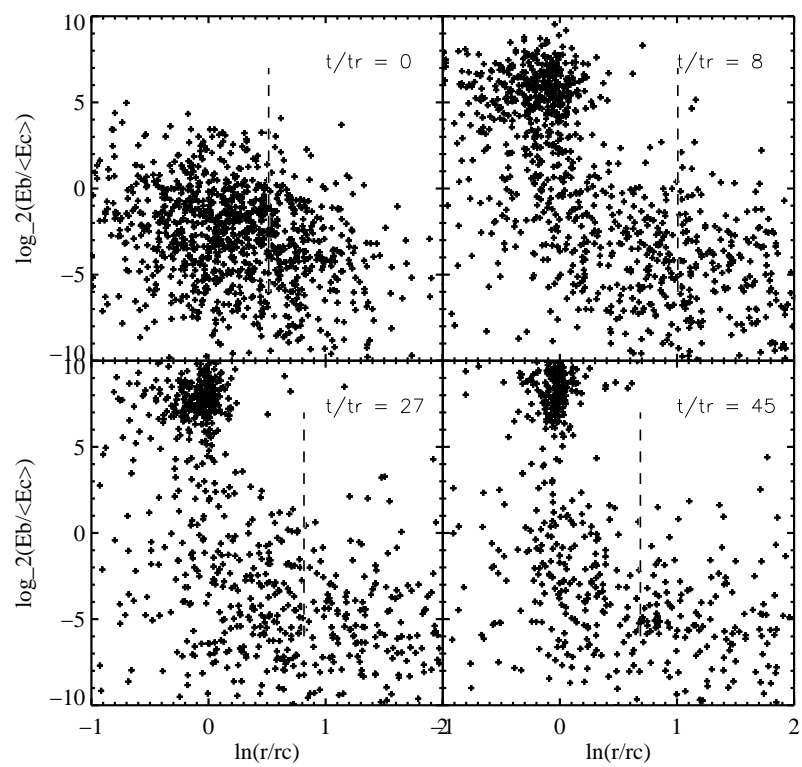


FIGURE 3.5 – Identique à la Fig. 3.3 mis à part par la présence d'un spectre de masse initialement.

Ces distributions de points évoluent de manière très différente entre les modèles A (masses identiques) et B (avec spectre de masse). La Fig. 3.3 montre une population de binaires larges peu énergétiques ( $\log_2(E_b/\langle Ec \rangle) < 0$ ), présentes à chaque instant considéré. La présence de ces binaires à chaque pas de temps peut s'expliquer d'un point de vue probabiliste (par la coïncidence momentanée des vecteurs vitesses de deux étoiles éloignées), et leur stabilité à plus long terme passe notamment par la décroissance rapide de la densité (Moeckel & Clarke 2011). On constate l'apparition progressive d'un ensemble de binaires "hard" ( $\log_2(E_b/\langle Ec \rangle) \gg 0$ ) situées autour du coeur de l'amas, mais dont une partie s'est éloigné de la région centrale à  $t/t_{rh} = 27$ . La Fig. 3.5 présente un point de vue plus contrasté, montrant une population de binaires "hard" plus centrées, et un groupe de binaires "soft" particulièrement diffus. Le groupe de binaires serrées est très peu dispersé autour de la valeur  $(r_c/r_h) = 1$ , car le rayon de coeur est grand (0.5 pc à  $t/t_{rh} = 40$ , cf. Fig. 3.2) comparé à celui du modèle A (0.03 pc à  $t/t_{rh} = 40$ , cf. Fig. 3.1). De même, l'énergie cinétique moyenne du groupe lié évolue faire de plus petites valeurs lorsqu'un spectre de masse est présent initialement (cf. Fig. 3.6 expliquée plus bas), ce qui tend à augmenter la valeur  $\log_2(E_b/\langle Ec \rangle)$  indiquée Fig. 3.5 pour le groupe de binaires serrées. L'apparition des binaires serrées est à relier à l'évolution du rapport  $r_c/r_h$  fig. 3.2, ce qui suggère que, malgré une phase de contraction limitée, la densité entre  $t/t_{rh} = 0$  et  $t/t_{rh} = 8$  est suffisamment élevée pour entraîner la formation de binaires "hard".

Les résultats de Heg06 (cf. Fig. 3.4) montrent une gamme d'énergie interne plus large à  $t/t_{rh} = 0$ , attribuable à la fraction de binaire initiale de 10%. La limitation à  $\log_2(E_b/\langle Ec \rangle) > 2$  provient de la façon dont les binaires sont identifiées, qui exclu les binaires "soft" dont l'énergie interne est plus petite ou de l'ordre de l'énergie cinétique moyenne. Au fur et à mesure de l'évolution la population de binaires larges disparaît et la distance au centre de l'ensemble des binaires augmente de façon à suivre l'expansion du coeur. A  $t/t_{rh} = 90$  il ne reste plus que des binaires serrées ( $\log_2(E_b/\langle Ec \rangle) > 6$ ) situées dans la région centrale de l'amas. Les résultats du modèle A (fig. 3.3, en se limitant à  $\log_2(E_b/\langle Ec \rangle) > 2$ ) sont similaires (même si l'absence de binaire initialement rend la comparaison difficile), avec une population de binaires serrées dont une partie évolue en dehors du coeur de l'amas mais reste globalement concentrée dans la région centrale.

Dans la suite je me focalise sur les binaires et leurs impacts sur le bilan énergétique du groupe. Fig. 3.6 compare le comportement moyen des modèles A (rouge) et B (noir) en donnant la dépendance temporelle (en unité de  $t_{rh}$ ) de l'énergie totale du groupe lié (traits pleins), l'énergie totale des objets échappés (pointillés) et l'énergie interne totale de l'ensemble des binaires (traits). On remarque une fois de plus l'évolution plus rapide et plus violente lorsqu'un spectre de masse est ajouté. Cela se traduit par une diminution, d'un facteur trois environ, de l'énergie totale de l'amas, dont une partie est emportée par les étoiles éjectées. On constate également la formation de binaires serrées, dont l'énergie interne est de l'ordre de (modèle A) voire le double (modèle B) de l'énergie totale initiale du groupe. Même dans le cas où les étoiles sont de même masse, le groupe semble donc assez peu lié, et contient quelques binaires, dont la distribution de séparation est donnée Fig. 3.7. On peut dénombrer en moyenne une seule binaire "hard" ainsi que quelques (entre 3 et 5) binaires "soft" par simulation. Finalement la portée de l'expression 1.31 trouve ici une



limite naturelle : lorsque le coeur est composé d'un nombre très faible d'étoiles ( $N < 10$ ), la formation d'une seule binaire serrée va bouleverser sa dynamique et freiner voire stopper complètement le processus d'interaction à trois corps en le dilatant.

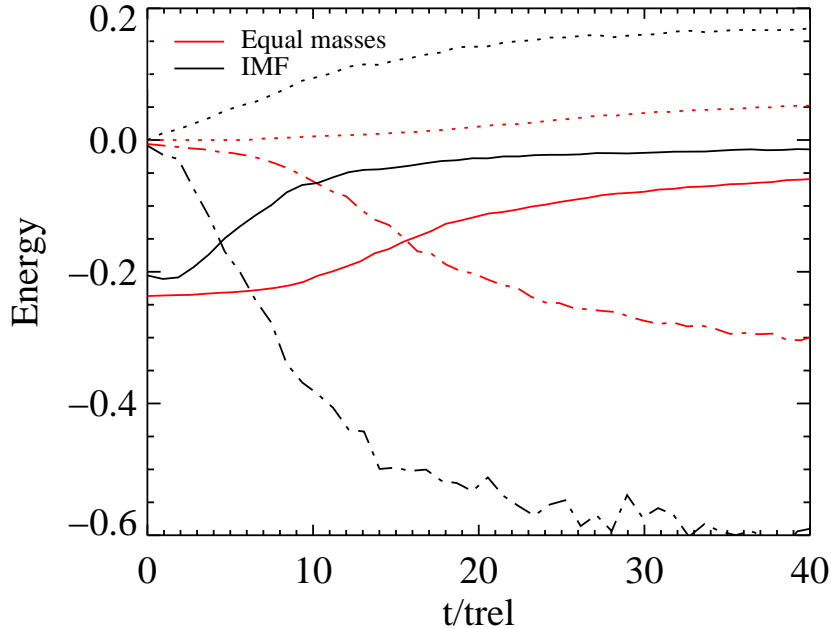


FIGURE 3.6 – Evolution du bilan énergétique, indiquant l'énergie totale du groupe (traits pleins), l'énergie interne totale des binaires présentes dans le groupe (point-trait), et l'énergie totale des objets échappés (pointillés). En rouge et en noir sont indiquées respectivement les données des simulations du modèle A et celles du modèle B. L'unité de l'énergie est l'unité NBody, alors que le temps est indiqué par rapport au temps de relaxation initial (estimé à  $r_{hm}$ ). Les données représentent la moyenne sur 500 simulations ayant débuté avec  $Q_i = 0.5$ ,  $N = 50$  et  $R_{pl} = 0.05$  pc.

### 3.3 Caractérisation de la correspondance $CI \iff Obs$

Lorsqu'il s'agit de modélisation numérique, effectuer un petit nombre de simulations peut poser un problème de représentativité du fait de la stochasticité. Chaque simulation numérique de l'évolution dynamique d'un groupe stellaire nécessite, pour déterminer les conditions initiales (CI), un grand nombre de tirages aléatoires sur des distributions supposées (masses, vitesses, positions, périodes et excentricités pour les binaires). Les 500 simulations que nous avons générées par configuration possèdent donc un état initial identique statistiquement. Par l'usage de distributions et par l'analyse statistique des résultats nous adoptons une approche probabiliste, ou stochastique, de l'évolution dynamique. Dans ce sens, nous dirons que l'évolution est stochastique.

La nature chaotique des interactions dynamiques multiples ( $N \geq 3$ ) traduit une sensibilité importante aux conditions initiales exactes. Ainsi les résultats de tirages aléatoires conditionnent la transformation de l'amas au cours du temps, et ce de manière non prévisible

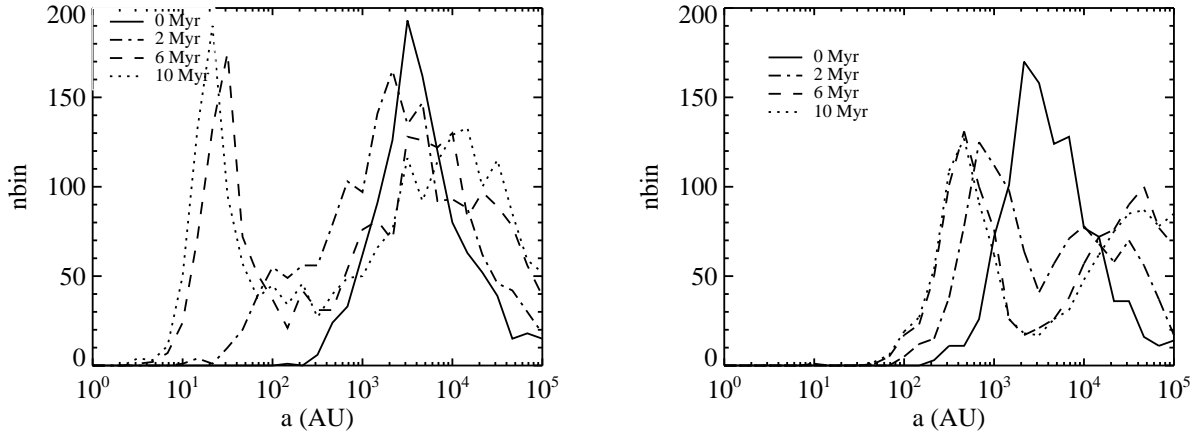


FIGURE 3.7 – Distributions de la séparation des binaires présentes à différents moments de l'évolution. Les données représentent la moyenne sur 500 simulations ayant débuté avec  $Q_i = 0.5$ ,  $N = 50$  et  $R_{pl} = 0.05$  pc, sans spectre de masse (figure de gauche) et avec une IMF (figure de droite). On note la présence de deux pics correspondant d'un côté à des binaires très larges, formées lors de l'expansion de l'amas, et des binaires plus serrées.

exactement du fait de la nature chaotique des interactions multiples. Toutefois, dans notre approche probabiliste, les effets du chaos ne sont pas directement visibles car nous considérons seulement un ensemble de simulations analogues statistiquement et non pas exactement. De plus, nous étudions des systèmes composés de plusieurs dizaines d'étoiles et sur des échelles de temps où la diffusion (ou relaxation à deux corps) peut effacer la trace d'une configuration dynamique particulière. Un effet visible du chaos peut être par exemple l'étalement des résultats sur une large plage de valeurs.

La stochasticité de l'évolution appelle à s'interroger sur la possibilité de déterminer l'évolution moyenne à partir d'un nombre limité de simulations, c'est à dire sur la correspondance  $CI \implies Obs$ . En pratique, les simulations démarrant avec un grand nombre de systèmes sont généralement privilégiées, puisqu'elles permettent l'utilisation de grandeurs statistiques bien définies et produisent des conditions initiales plus proches des distributions théoriques choisies. Nous verrons ci-dessous dans quelle mesure un comportement moyen peut être défini de manière unique dans le cas  $N = 50$ .

En supposant que l'évolution dynamique de CI données produit un état final bien défini, on peut s'intéresser à la correspondance  $CI \longleftarrow Obs$  dans le but de pouvoir associer de manière équivalente des CI à un ensemble d'observations. Un des objectifs majeurs de ce projet est de déterminer l'ensemble des mesures observationnelles ainsi que la précision nécessaires pour jouir de cette équivalence. Dans l'état actuel du projet, nous présentons ici des résultats s'appuyant sur les diagnostics observationnels de base n'incluant pas l'information sur la population de binaire.

### 3.3.1 Illustration de la correspondance $CI \implies Obs$ par un exemple

Je présente ici les résultats issus d'une unique configuration :  $Q_i = 0.5$ ,  $N = 50$  et  $R_{pl} = 0.05$  pc contenant initialement un spectre de masse. Une telle configuration per-

met d'explorer l'évolution dynamique jusqu'à environ  $45t_d$  étant donnée sa densité initiale moyenne. Pour juger de l'évolution de ces simulations nous nous limitons aux mesures suivantes :

- le nombre de systèmes liés,  $nb$ , définissant le groupe stellaire. Il est calculé à l'aide d'un algorithme itératif qui considère initialement le groupe entier et dont les membres non liés sont peu à peu retranchés. Cette boucle est répétée jusqu'à produire un nombre stable de systèmes. Les énergies potentielle et cinétique sont calculées dans un repère associé au centre de masse du groupe (qui évolue donc au fur et à mesure que le nombre de membre diminue).
- $vdisp$  La dispersion de vitesse à une dimension, similaire à ce que pourrait produire une mesure de vitesse radiale. La dispersion est calculée sur les membres du groupe.
- le rayon de demi-masse,  $r_h$  (ou rayon de Lagrange contenant 50% de la masse du groupe).
- la densité,  $D$ , en nombre de systèmes par  $pc^3$  des membres du groupes. Il s'agit donc d'une mesure globale donnant une estimation de l'extension spatiale de l'amas.

La mesure  $nb$  n'est pas directement liée aux observables puisqu'elle utilise la connaissance de toutes les données dans l'espace des phases (ainsi que les masses) pour fournir un diagnostic sur l'état physique du groupe et donc sur les différentes voies d'évolution possible. La Fig. 3.8 révèle un nombre de systèmes liés initialement ( $nb(0)$ ) très proche de 50, avec 99% des simulations qui vérifient  $nb(0) \in [48, 50]$ . Après 10 Myr d'évolution, la distribution de  $nb(10)$  est divisée en deux parties : (1) une distribution de type gaussienne caractérisée par une valeur moyenne de 27 et une déviation d'environ 4. On note que 68% des simulations font partie de cette distribution (c'est à dire, sont à  $\pm 2\sigma$  de la moyenne). Cette distribution (dont l'étalement témoigne d'un large ensemble d'évolution dynamique possible) est globalement composée de groupes dont les membres les plus massifs n'ont pas connus d'interactions dynamiques violentes. On remarque également que la plupart des membres orbitent autour du centre de l'amas sans grande perturbation. Dans ce cas, les éjections sont nombreuses mais préservent l'intégrité du groupe et concernent en majorité les membres les moins massifs. L'évolution dans l'espace des phases des membres d'une simulation évoluant dans cette voie (avec  $nb(10) = 32$ ) est représentée à droite Fig. 3.9. (2) 17% des simulations terminent avec  $nb(10) = 0$ , soit un groupe entièrement dissocié et des membres éparpillés dans un rayon de plusieurs pc autour du centre de l'amas initial. L'une de ces simulations est représentée à gauche Fig. 3.9, et révèle une évolution très désordonnée et marquée par l'éjection d'une binaire regroupant les deux membres les plus massifs (représentant environ 40% de la masse totale du groupe initial). Les distributions (1) et (2) exposent donc deux types de réalisations possibles très différentes en fonction du sort des étoiles les plus massives. On note que dans le cas des simulations sans spectre de masse, la voie de la dissolution n'est pas apparue. L'existence de ces deux voies s'explique par la petite masse du groupe, ce qui le rend particulièrement sensible aux éjections.

Dans la configuration initiale étudiée, l'évolution dynamique est en majorité progressive et non destructive. Toutefois, il sera utile de considérer l'évolution de la probabilité relative entre les voies (1) et (2) à mesure que le réalisme des simulations augmente et que des amas plus massifs sont étudiés. On peut s'attendre à ce qu'un groupe stellaire plus important pos-

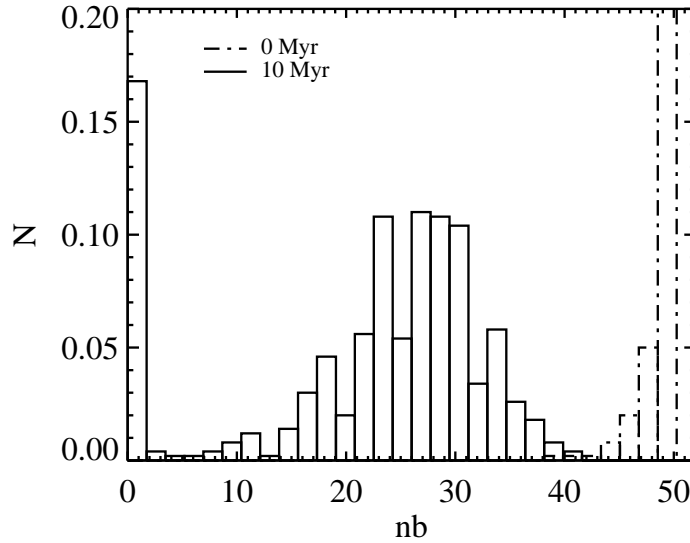


FIGURE 3.8 – Evolution de la distribution normalisée du nombre de systèmes liés pour la configuration  $Q_i = 0.5$ ,  $N = 50$  et  $R_{pl} = 0.05$  pc, entre  $t = 0$  Myr (pointillés) et  $t = 10$  Myr (traits pleins). L'axe des ordonnées limité à 0.2 cache le pic à 0.9 pour  $nb = 50$  de la distribution initiale. On remarque un pic à  $nb = 0$  à  $t = 10$  Myr, dans les cas où le groupe stellaire s'est trouvé dissocié.

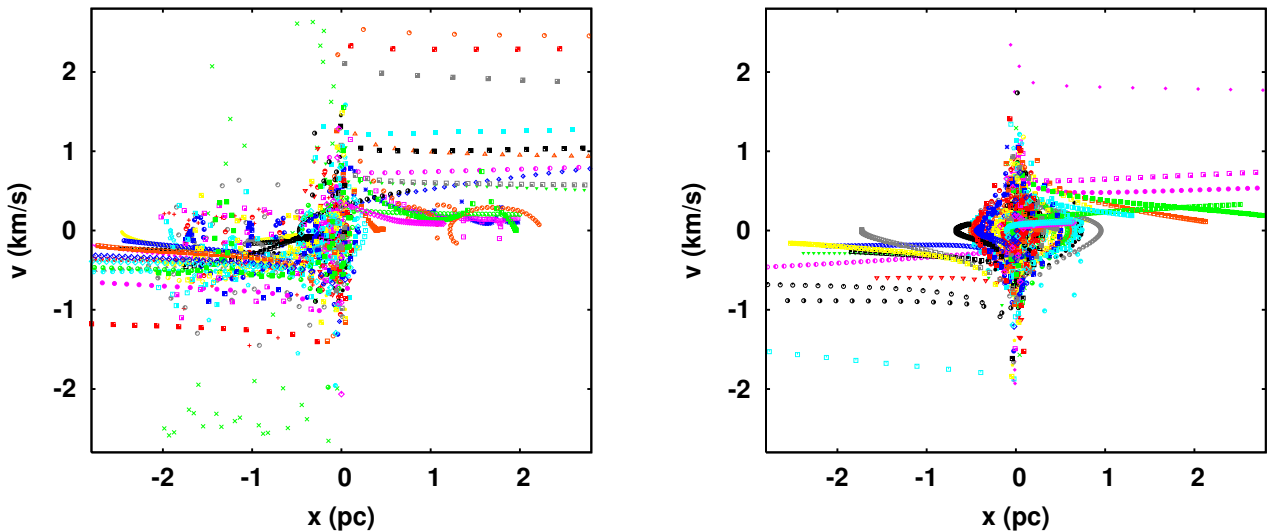


FIGURE 3.9 – Comparaison de deux simulations-type issues de la configuration  $Q_i = 0.5$ ,  $N = 50$  et  $R_{pl} = 0.05$  pc. L'évolution de chacune des 50 étoiles est représentée dans l'espace des phases  $\{x, v_x\}$  à l'aide d'un motif coloré propre. La figure de droite illustre le cas d'une simulation à l'évolution moyenne, possédant 32 systèmes liés à l'état final et des éjections isotropes d'étoiles individuelles sans grand impact sur le groupe. Celle de gauche fait partie des simulations dont le groupe se dissout complètement, suite à l'éjection d'une binaire formée par les deux étoiles les plus massives du groupe. Dans ce cas la vitesse  $v_x$  du centre de masse de la binaire est d'environ  $-0.26$  km/s et a entraîné cinq étoiles dans son sillage.

sède davantage de membres massifs et soit moins sensible à l'issue d'une unique interaction dynamique, en particulier s'il possède une population initiale de binaire. Considérant la voie la moins violente dynamiquement, nous avons représenté Fig. 3.10 les distributions initiales et à  $t = 10$  Myr de densité, dispersion de vitesse et rayon de demi-masse. Ces distributions attestent de l'évolution de la dispersion autour des valeurs moyennes. On constate que dans le cas de la dispersion de vitesse, l'étalement des données ne change pas avec l'évolution, tandis que celle mesurée sur la densité et le rayon de demi-masse augmente d'un facteur 2 à 5 respectivement. Aucune corrélation n'a été constatée entre les mesures initiale et finale, ce qui appuie l'idée que les conditions initiales précises ne sont pas essentielles à considérer, c'est à dire qu'une déviation significative au niveau des conditions initiales ne produit pas nécessairement des résultats plus divergents. Pour aller plus loin, nous pouvons en extraire un comportement moyen tel que l'évolution de la densité en fonction du temps. Avec le temps exprimé en unité de temps dynamique initial et une densité normalisée à la densité initiale, nous avons pu utiliser l'ensemble des configurations présentées Table 3.1 pour produire la tendance présentée Fig. 3.11. Cette figure rappelle la grande différence entre les résultats du modèle A (masse égale) et ceux du modèle B (IMF), à savoir une expansion beaucoup plus rapide dans le cas où un spectre de masse est présent, dû à la dépendance en masse du processus de relaxation. On constate que, même si l'évolution paraît régulière, elle possède un écart significatif autour de la moyenne : pour  $t/t_{dyn} = 10$ , on relève un facteur 2 entre  $\langle m \rangle$  et  $\langle m \rangle \pm \sigma$ . En raison de sa tendance monotone, cette courbe d'évolution pourrait constituer le premier ingrédient de la correspondance  $CI \iff Obs$ . L'usage d'unités propres aux codes N-Corps rend néanmoins ce graphique difficile à exploiter étant donné qu'il est nécessaire de connaître la densité initiale (ou le temps dynamique initial, ce qui est équivalent). La section suivante aborde plus en détail certaines difficultés liées à l'usage des données observationnelles.

### 3.3.2 Correspondance $CI \iff Obs$

L'objectif ici est de disposer du maximum d'informations sur la position des membres de l'amas dans l'espace des phases, afin de pouvoir relier l'état observé à l'état dynamique initial d'un amas. Les données observationnelles disponibles sur un groupe stellaire produisent une estimation du nombre de membres  $N$ , et de l'extension spatiale  $R$  (que nous résumons sur la forme de la densité afin de s'affranchir des valeurs particulières de  $N$  et de  $R$ ), de la dispersion de vitesse (par mesure de vitesse radiale ou par mouvement propre), de l'âge et des masses de ses membres avec des incertitudes parfois très larges. Nous considérons de plus les informations que le télescope GAIA pourra apporter, c'est à dire les coordonnées en vitesse dans les trois dimensions. Les possibilités offertes par ce télescope sont présentées plus en détail dans le chapitre 5.

Disposer de toute l'information en vitesse permet de jauger aisément la rapidité de l'expansion d'un amas, même si les trois dimensions ne sont pas strictement nécessaires pour obtenir cette information (Galli et al. 2013). Ainsi, dans la suite, nous exploiterons la vitesse radiale par rapport au centre de masse du groupe<sup>2</sup> et verrons dans quelle mesure elle peut

2. Cette mesure doit donc bien être distinguée de l'observation de la vitesse radiale effectuée généralement dans un repère géocentrique.

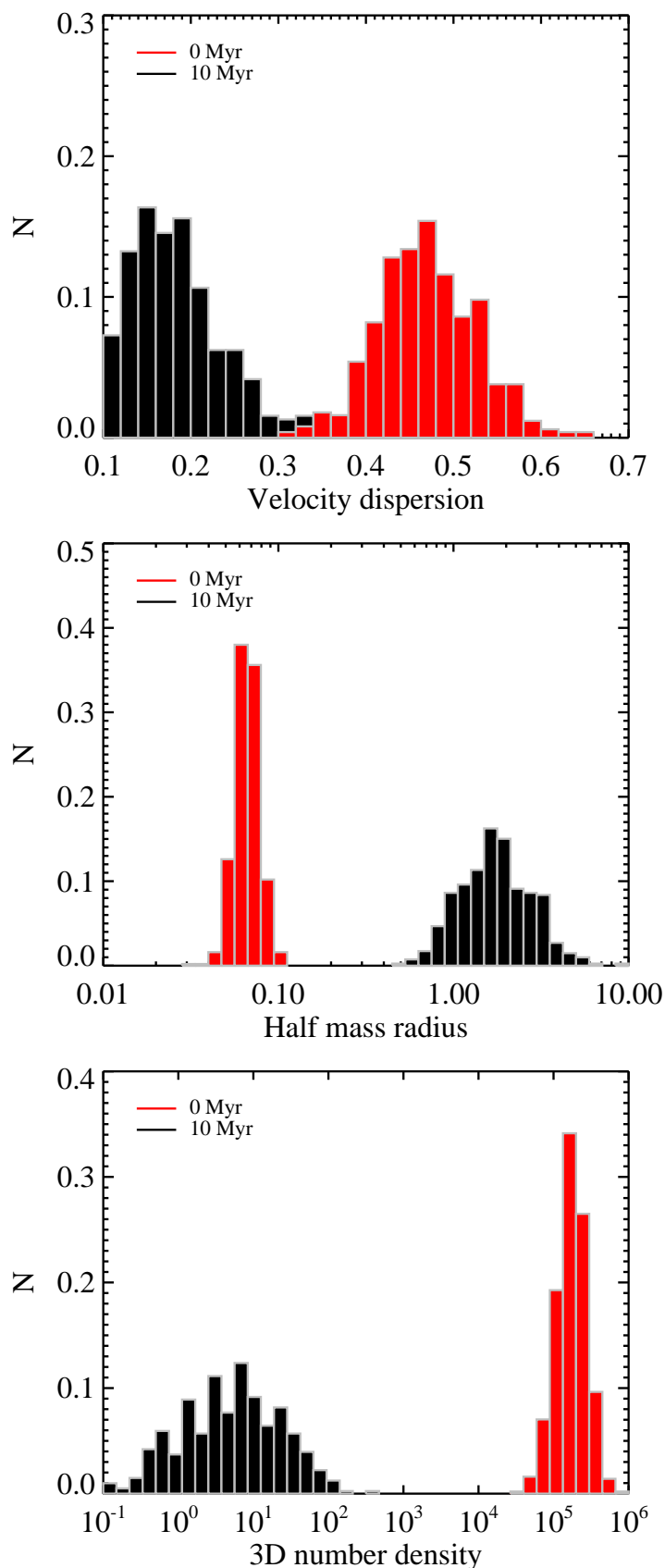


FIGURE 3.10 – Evolution de trois mesures communes liées à un groupe stellaire entre  $t = 0$  Myr (histogramme rouge) et  $t = 10$  Myr (histogramme noir) : (haut) Dispersion de vitesse à une dimension, (milieu) rayon de demi-masse et (bas) densité stellaire (en nombre par  $\text{pc}^3$ ). Ces données ont été obtenue pour la configuration  $Q_i = 0.5$ ,  $N = 50$  et  $R_{Pl} = 0.05$  pc.

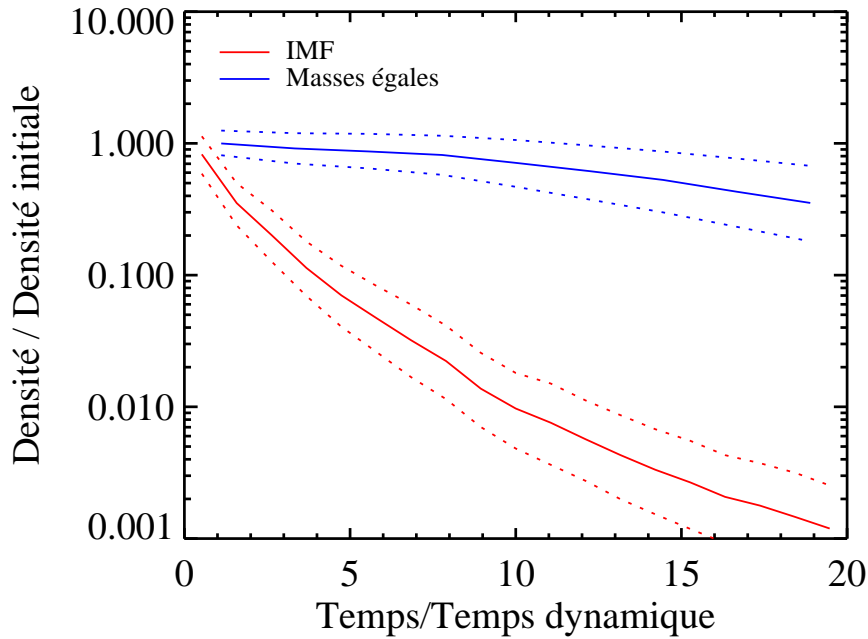


FIGURE 3.11 – Evolution de la densité (en nombre de systèmes par  $\text{pc}^3$ ), normalisée à sa valeur initiale, en fonction du temps (en unité de temps dynamique). Les courbes rouges et bleue indiquent la moyenne (trait plein) et la déviation ( $1\sigma$ ) autour de cette moyenne (pointillés) de toutes les simulations des modèles A et B respectivement.

être exploitée pour gagner de l'information sur l'origine dynamique d'un groupe stellaire. Nous nous limiterons à sa valeur moyenne et à sa dispersion, calculées sur les membres proches du centre du groupe (à une distance inférieure au rayon de demi-masse).

Lorsque l'on considère une mesure de densité, il n'est pas évident, même pour un groupe dont l'âge est bien connu, de déterminer la densité initiale. Cet effet est illustré Fig. 3.12, où est représentée, dans le cas du modèle A (panel de gauche) et B (panel de droite) la densité à  $t = 6$  Myr de chacune des simulations, en fonction de leur densité initiale. On distingue plusieurs groupes de points correspondant aux combinaisons  $\{N, R\}$  générées. Cette figure montre que pour une densité mesurée à  $t = 6$  Myr peut correspondre un éventail très large de densités initiales, donc un grand nombre de configurations initiales possibles. Tandis que les groupes peu denses initialement évoluent très peu (corrélation 1 : 1 en dessous de  $D_i = 10^3 \text{pc}^{-3}$ ), ceux plus denses connaissent une expansion qui diminue fortement leur densité et la rend similaire aux groupes initialement moins denses. Ainsi, à partir d'une mesure de densité à un temps  $t$  il est très difficile de remonter à la densité initiale. En effet, la connaissance de l'âge du groupe (en Myr) et de la densité à cet âge là ne suffit pas à placer un point sur la Fig. 3.11, et il faut au moins une information supplémentaire pour lever la dégénérescence.

Considérons l'exemple d'une mesure de densité  $D_t$  dans l'intervalle  $D_{\text{mes}} = [80, 120] \text{pc}^{-3}$ , choix quelque peu arbitraire, mais proche de certains groupes stellaires comme ONC, ou IC348 (Marks & Kroupa 2012), et qui permet d'obtenir suffisamment de données par rap-

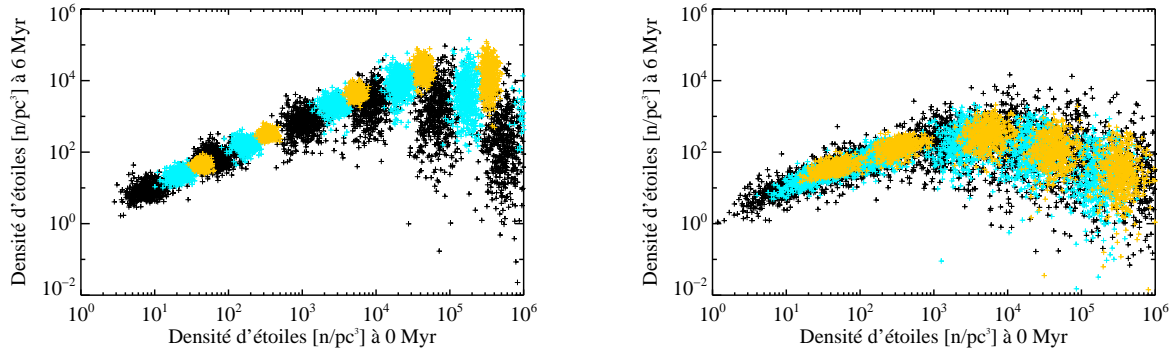


FIGURE 3.12 – Densité à  $t = 6$  Myr en fonction de la densité ( $\text{pc}^{-3}$ ) initiale pour les modèles A (figure de gauche) et B (figure de droite). Les couleurs codent les différentes valeurs de  $N$ , avec le jaune, turquoise et noir pour  $N = 100, 50$  et  $20$ .

port aux simulations que nous avons effectuées. La suite traite exclusivement du modèle avec spectre de masse (modèle B). Nous exposons Fig. 3.13 le cas où une telle densité est observée à un âge de  $t = 2$  Myr (colonne de gauche) ou  $t = 10$  Myr (colonne de droite). Nous avons sélectionné les simulations qui vérifient  $D_{2,10} \in D_{\text{mes}}$ , et représenté la distribution de densité initiale de ces simulations (graphiques du haut). L'histogramme en pointillés rouges donne la distribution normalisée de densité initiale de toutes les simulations générées dans le modèle B. Ce qui suit décrit la colonne de gauche.

La figure (en haut, à gauche) montre qu'environ 69% des simulations vérifiant  $D_2 \in D_{\text{mes}}$  ont démarré avec des configurations très peu denses ( $D_0 < 5 \cdot 10^3 \text{ pc}^{-3}$ ), alors que 23% de ces simulations ont une densité initiale très élevée ( $D_0 > 5 \cdot 10^5 \text{ pc}^{-3}$ ). La dégénérescence, issue de ces deux états initiaux situés aux extrêmes, pourra être levée en considérant les mesures de vitesse radiale. Le graphique du milieu présente la dispersion  $\sigma_{\text{rad}}$  autour de la vitesse radiale moyenne  $v_{\text{rad}}$ , tandis que celui du bas donne l'histogramme de  $v_{\text{rad}}$ . Les histogrammes rouge et noir correspondent respectivement à la population dense et à la population peu dense identifiée plus haut. On constate que les deux populations ont des signatures de vitesse radiale bien distinctes, notamment au niveau de la vitesse radiale moyenne. En effet, 93% des simulations de densité initiale faible vérifient  $v_{\text{rad}} < 0.07 \text{ km/s}$ , alors que les simulations initialement très denses sont éparpillées uniformément dans  $[0, 0.4] \text{ km/s}$ . Ainsi une mesure de  $v_{\text{rad}} < 0.07$  aurait une probabilité de 93% de correspondre à un état initial peu dense.

Sur la colonne de droite, on a traité des simulations vérifiant  $D_{10} \in D_{\text{mes}}$ . Le spectre de densité initiale de ces simulations est tracé sur le graphique du haut. Celui-ci présente deux pics proches, et couvre une large plage de valeur, allant de  $100 \text{ pc}^{-3}$  à environ  $5 \cdot 10^4 \text{ pc}^{-3}$ . Les deux pics sont essentiellement constitués par les simulations issues des configurations voisines  $N = 100, R = 0.5 \text{ pc}$ , et  $R = 0.2 \text{ pc}$ . La proximité des configurations produisant le résultat mesuré rend la recherche d'un critère discriminant beaucoup plus difficile. On constate par exemple que les diagnostics proposés par les figures du milieu (donnant  $\sigma_{\text{rad}}$ ) et du bas (donnant  $v_{\text{rad}}$ ) ne permettent pas de séparer les populations appartenant aux deux pics. Les deux populations de petite densité versus grande densité initiales sont définies respective-



ment par  $D_0 \in [2 \cdot 10^3; 10 \cdot 10^3]$  et  $D_0 < 600$ . Finalement, à  $t = 10$  Myr, il s'avère plus difficile, à partir de la mesure de densité  $D_{\text{mes}}$ , de réduire la plage de densités initiales possibles. Les mesures de vitesse radiale renseignent effectivement sur la densité initiale, mais l'exemple de mise en application a montré qu'il était difficile de distinguer de cette façon des états dynamiques dont les densités initiales ne diffèrent pas plus que par un facteur 100. Par ailleurs une précision meilleure que 0.1 km/s est nécessaire.

### 3.4 Conclusion

Dans cette étude centrée sur la dynamique des petits amas stellaires et associations, nous avons mené un travail progressif à partir de simulations particulièrement simples. Un des objectifs était de tester notre compréhension de la dynamique à travers des groupes où le temps de relaxation revêt une importance majeure. Cela nous a permis un parallèle intéressant avec l'évolution dynamique de groupes stellaires plus massifs, qui a fait émerger des scénarios très similaires. Les petits groupes subissent une phase de contraction assez peu visible, survenant plus tôt dans leur évolution et produisant également une ou des binaires dans la région centrale. La production de binaires serrées est un point intéressant encore à éclaircir, notamment du point de vue de l'équilibre énergétique avec l'ensemble du groupe. Nous avons généré un large ensemble de simulations pour examiner l'importance de la stochasticité au cours de l'évolution et déterminer dans quelles conditions il pouvait y avoir correspondance entre les conditions initiales des simulations et le produit final observé. Il est généralement possible, à partir de conditions initiales données, de définir un comportement moyen, dont l'évolution est bien connue (notamment par rapport au temps en unité de temps dynamique). Cette évolution moyenne se caractérise par une expansion lente et une éjection d'environ la moitié des membres du groupe initial. Cependant, les effets stochastiques entraînent le développement, dans 17% des cas considérés, d'une évolution très différente de la moyenne, où les amas sont complètement dissouts suite à l'éjection d'une binaire regroupant les membres les plus massifs. Nous avons également considéré comment des mesures observationnelles pouvaient permettre de remonter aux CI. En particulier, nous avons montré que la mesure de densité doit être combinée à d'autres données, et que l'usage de mesures de vitesses pouvait dans certains cas contribuer à lever l'indétermination. Cette approche pourra être combinée avec des travaux de R. Parker (communication privée) qui recherche une signature des conditions initiales dans la distribution spatiale et la ségrégation de masse.

L'étude présentée ici constitue l'ébauche du projet, qu'il faudra poursuivre en considérant les effets d'une population de binaire initiale (notamment comme le modèle C), et différentes fractions de binaires. Il s'agira de dégager progressivement un ensemble cohérent de diagnostics observationnels permettant de mieux connaître les conditions de formation des groupes et amas stellaires connus.

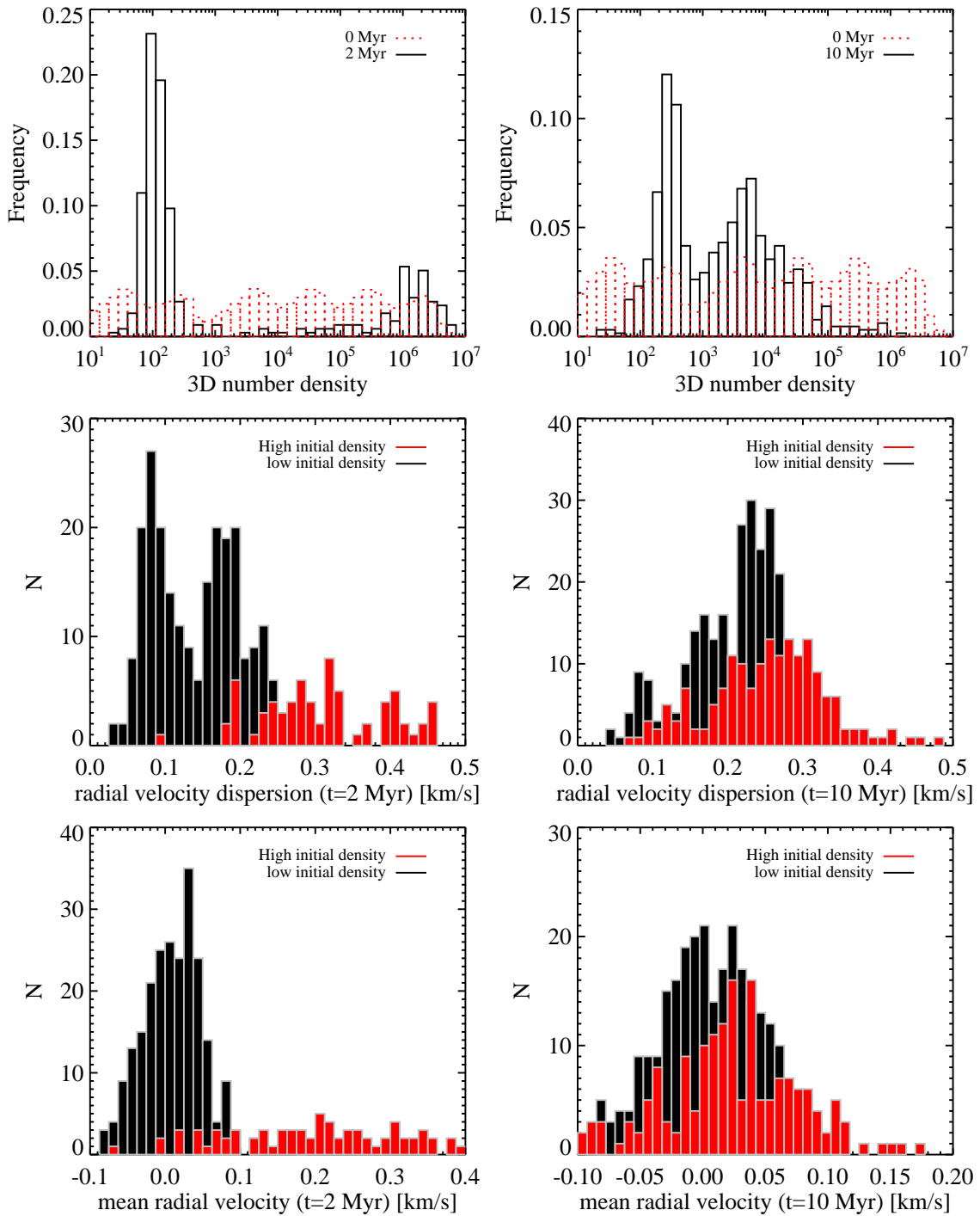


FIGURE 3.13 – A partir des simulations de toutes les configurations testées, on trace la distribution de l'ensemble des densités initiales (en pointillés rouges). En considérant une densité observée à  $t = 2$  Myr (gauche) et  $t = 10$  Myr (droite) comprise entre 80 et 120 systèmes/ $\text{pc}^3$ , on obtient la distribution (normalisée) des densités initiales qui y ont mené,  $D_2$  (en haut à gauche) et  $D_{10}$  (en haut à droite). A partir de ces distributions on définit deux populations de densité initiale dense et peu dense selon le critère (1) à droite :  $D_0 \in [2 \cdot 10^3; 10 \cdot 10^3] \text{ pc}^{-3}$  et  $D_0 < 600 \text{ pc}^{-3}$  et (2) à gauche :  $D_0 > 5 \cdot 10^5 \text{ pc}^{-3}$  et  $D_0 < 5 \cdot 10^3 \text{ pc}^{-3}$ . Les figures du milieu donnent les histogrammes de la dispersion en vitesse radiale propres à ces deux populations, tandis que celle du bas donnent la vitesse radiale moyenne.

# $\eta$ Chamaeleontis

---

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Des caractéristiques observationnelles propres aux amas dynamiquement évolués</b>	<b>64</b>
<b>4.2</b>	<b>Méthode</b>	<b>64</b>
4.2.1	Difficulté statistique	65
<b>4.3</b>	<b>Mise en place des simulations numériques</b>	<b>66</b>
4.3.1	Fonction de masse	66
4.3.2	Propriétés des binaires	67
4.3.3	Gaz	68
4.3.4	Positions et vitesses	68
4.3.5	Grille des paramètres	68
4.3.6	Code N-Corps et suivi de l'évolution	69
<b>4.4</b>	<b>Analyse</b>	<b>70</b>
4.4.1	Critères observationnels	70
4.4.2	Cartes de probabilités	72
<b>4.5</b>	<b>Résultats des modèles standards (modèle A)</b>	<b>72</b>
4.5.1	Reproduire $\eta$ Cha	73
4.5.2	Analyse qualitative	74
4.5.3	Synthèse et comparaison avec l'étude précédente	78
<b>4.6</b>	<b>Exploration de conditions initiales alternatives</b>	<b>80</b>
4.6.1	Appariement des binaires (modèle B)	80
4.6.2	Distribution de séparation (modèle C)	81
4.6.3	Les naines brunes comme population distincte (modèle D)	84
4.6.4	IMF et distribution de séparation tronquées (modèles E et F)	85
<b>4.7</b>	<b>Formation de binaires larges</b>	<b>86</b>
<b>4.8</b>	<b>Conclusion</b>	<b>88</b>

---

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à un groupe stellaire particulier et utiliser toutes les observations disponibles dans le but de déterminer son état dynamique juste après la phase d'évaporation du gaz. La démarche s'approche de celle décrite au chapitre précédent : il s'agit de faire évoluer par intégration directe un large ensemble de conditions initiales puis d'identifier celles qui produisent un état proche de celui observé.

L'amas, ou association,  $\eta$  Chamaeleontis, possède des caractéristiques qui en font un sujet d'étude particulièrement intéressant : malgré son jeune âge et son caractère diffus, sa fonction de masse tronquée aux petites masses et sa population de binaires serrées suggèrent

qu'il pourrait être dynamiquement évolué, c'est à dire que le temps de relaxation initial serait petit devant son âge actuel. Dans cette perspective il devrait être possible de reconstituer son évolution par simulation dynamique.

Parmi les hypothèses utilisées pour générer des conditions initiales, la fonction de masse tient une place toute spéciale car elle possède des enclaves forts dans les théories de formation stellaire aussi bien qu'au niveau observationnel. Le caractère universel de cette distribution, qui aurait des implications importantes pour les modèles théoriques, est donc régulièrement remis en question. Reproduire l'évolution de l'amas  $\eta$  Chamaeleontis à partir d'une forme standard de fonction de masse constitue un test supplémentaire dans cette direction.

## 4.1 Des caractéristiques observationnelles propres aux amas dynamiquement évolués

Découvert par Mamajek et al. (1999) à la suite du survey ROSAT recherchant des étoiles jeunes,  $\eta$  Chamaeleontis a depuis été l'objet de nombreuses campagnes d'observations (e.g. Luhman 2004; Brandeker et al. 2006; Lyo et al. 2003). Cette association est composée de 18 systèmes, se trouve relativement proche (distance estimée à 100 pc), est compacte (contenu dans un rayon de 0.5 pc), et jeune, avec des estimations de l'âge variant entre 8 Myr et 10 Myr (Lawson & Feigelson 2001; Jilinski et al. 2005). Sa fonction de masse des systèmes (objets individuels et multiples non différenciés) s'étend de  $0.15 M_{\odot}$  à  $3.8 M_{\odot}$ , et elle s'avère être cohérente avec la fonction de masse de divers amas et du champ (Lyo et al. 2004b) malgré un certain déficit dans le domaine des plus petites masses. De multiples recherches de membres peu massifs sur des zones très étendues (Luhman 2004; Song et al. 2004; Lyo et al. 2006) n'ont révélé aucun membre moins massif que  $0.1 M_{\odot}$  au delà de 2.6 pc du centre de l'amas. Des mesures plus récentes par Murphy et al. (2010) ont reporté la détection de quatre membres probables et trois membres possibles de masse  $0.08 < m < 0.3 M_{\odot}$  entre 2.6 pc et 10 pc. Ces détections, si elles se confirment, pourraient s'expliquer par les phénomènes d'éjections et donc venir appuyer le scénario d'un amas évolué dynamiquement.

Sur les 18 systèmes 5 sont des binaires confirmées, auxquelles on peut ajouter 3 binaires possibles, portant la fraction de binaire entre 28% et 44%. Les campagnes de caractérisation des binaires, résumées dans Brandeker et al. (2006), ont montré que la séparation de ces binaires n'excède pas 20 AU, et la probabilité pour qu'une des séparations soit supérieure à 30 AU a été estimée à 18%. Ce résultat est à opposer notamment à la probabilité de détection d'une binaire large de 58% dans TW Hydra (Brandeker et al. 2003). Nous nous interrogerons sur l'origine dynamique d'une telle distribution de séparation.

## 4.2 Méthode

La présente étude constitue la suite naturelle à une publication traitant le même problème (Morau et al. 2007b) avec la même méthode. La méthode est celle dite du "reverse engineering", qui consiste à faire évoluer un large ensemble de modèles d'amas stellaire

avec un code N-corps afin de déterminer le modèle susceptible d'avoir produit l'amas observé aujourd'hui. L'étude précédente n'avait pas inclu le traitement des binaires<sup>1</sup>. Dans ce contexte il avait été possible de reproduire (avec au maximum 5% de succès) un déficit d'objets de petites masses à partir de modèles ayant des densités initiales très élevées ( $10^8$  stars/pc<sup>3</sup>) et avec une IMF des systèmes de type log-normal telle que décrite dans Chabrier (2005). L'objectif ici est donc d'inclure le traitement des binaires et d'élargir l'espace des paramètres couverts. Ainsi nous exploiterons l'IMF des étoiles individuelles de Chabrier (2005), mais considèrerons également une IMF discontinue autour de  $0.1 M_{\odot}$  (Thies & Kroupa 2007), ainsi qu'une IMF tronquée à cette masse.

Dans un premier temps, je discuterai du problème statistique que pose l'étude d'un groupe de moins de 20 étoiles, puis je décrirai les modèles utilisés par les simulations numériques, avant de présenter la procédure d'analyse mise en place et les résultats obtenus à partir d'une fonction de masse initiale log-normale. Dans la dernière partie, je considèrerai quelques variations dans les conditions initiales avant de conclure.

### 4.2.1 Difficulté statistique

La fonction de masse des systèmes d' $\eta$  Cha, qui s'étend de  $0.15 M_{\odot}$  à  $4 M_{\odot}$ , est en accord avec les fonctions de masse d'étoiles du champ et d'amas jeunes (Lyo et al. 2004a; Meyer et al. 2000). Par comparaison avec le Trapezium, Lyo et al. (2004a) prédit 20 membres de masse  $m < 0.15 M_{\odot}$ . Cependant, malgré plusieurs recherches grand champ, aucun membre d'une telle masse n'a été détecté jusque dans un rayon de 2.6 pc. (Luhman et al. 2009) a utilisé un test Kolmogorov-Smirnov (KS) pour estimer à 10 % la probabilité que la fonction de masse d' $\eta$  Cha soit cohérente avec celles de Chamaeleon I et IC348. Ce test indique donc que malgré un manque apparent, il n'y a pas de différence significative entre les distributions testées. Nous avons choisi une fonction de masse de référence telle que l'ajustement des données des Pleiades (Moraux et al. 2003). Nous trouvons une probabilité de KS que le spectre de masse d' $\eta$  Cha soit issu de cette fonction est 2.8 %. Au vu des différences dans les résultats des tests de KS, nous avons étudié (fig. 4.1) leurs sensibilité aux données en évaluant l'évolution de cette probabilité au fur et à mesure que des masses sont ajoutées à celles des membres d' $\eta$  Cha dans trois plages de masses distinctes ( $[1 - 4] M_{\odot}$ ,  $[0.15 - 1] M_{\odot}$  et  $[0.01 - 0.15] M_{\odot}$ ). La probabilité augmente uniformément jusqu'à 80 % après que huit systèmes de masse  $m < 0.15 M_{\odot}$  ont été ajoutés, ce qui révèle le déficit relatif des systèmes de faible masse par rapport à ceux de masse intermédiaire et plus élevée. Néanmoins, la probabilité de KS est de 5 % dès lors qu'un système de masse  $m < 0.15 M_{\odot}$  est ajouté. Ainsi, nous ne pouvons pas rejeter l'hypothèse que la fonction de masse de l'amas soit analogue à l'IMF prise comme référence. Finalement, le déficit d'étoiles de faible masse est présent mais pas significatif par rapport à la fonction de masse des Pleiades. Si le déficit d'étoiles de faible masse n'est pas notoire, il ne ferait que s'ajouter au manque de binaires larges et à la ségrégation de masses présente dans l'amas, qui justifie l'approche

1. c'est à dire que les conditions initiales ne contenaient pas de binaire, et ainsi les résultats observationnels propres aux binaires n'ont pas été pris en compte

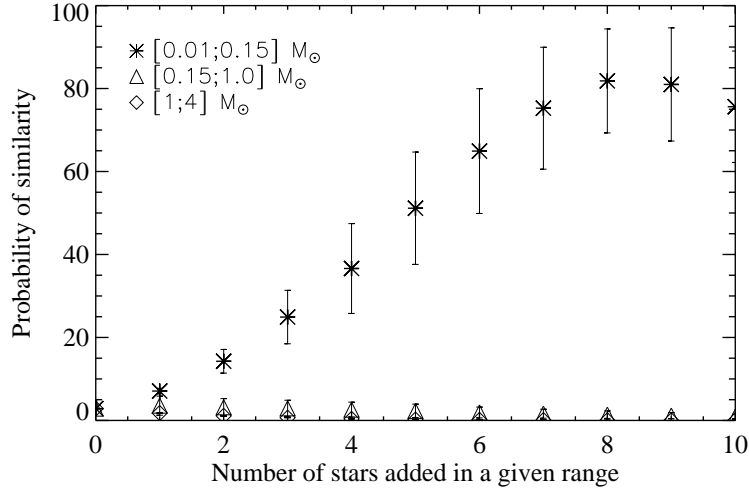


FIGURE 4.1 – Test KS destiné à comparer le degré de similitude entre la distribution de masse observée et la distribution log-normale prise en référence.

dynamique.

### 4.3 Mise en place des simulations numériques

#### 4.3.1 Fonction de masse

Dans cette partie, je détaille les attributs physiques des modèles utilisés : l'IMF individuelle (où chaque étoile est comptée individuellement) et les propriétés des binaires (période, excentricité et rapport de masse). Nous verrons également les hypothèses liées à l'absence de gaz et au profil de densité, avant de détailler la grille des paramètres des conditions initiales : le nombre de systèmes, la distance caractéristique de la fonction de densité et le rapport de viriel.

La forme adoptée pour l'IMF est celle suggérée par Miller & Scalo (1979)

$$\xi(\log m) \propto \exp \left[ -\frac{(\log m - \log \mu)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (4.1)$$

où les paramètres  $\mu = 0.2$  et  $\sigma = 0.55$  correspondent à l'ajustement effectué par Chabrier (2005) à partir des données du disque galactique limité en volume à 8 pc de distance et à une plage de masse de  $0.1 M_{\odot}$  à  $1 M_{\odot}$ . Un résultat similaire a été obtenu par Bochanski et al. (2010) avec un ensemble de naines M (non résolues) du champ beaucoup plus fourni (plusieurs millions d'étoiles). Pour tester son universalité, nous avons choisi l'IMF individuelle donnée par Chabrier (2005) pour les modèles A, B et C, avec des masses

contenues dans  $[0.01 - 4] M_{\odot}$ .

Une forme alternative a été testée, dans l'hypothèse que l'IMF individuelle puisse être discontinue (modèle D) et que la majorité des naines brunes soient distribuées selon une fonction de masse propre, comme suggéré par Thies & Kroupa (2007). Etant donné que cela produirait un nombre réduit de naines brunes, un tel modèle pourrait évoluer vers un état plus proche des observations. Enfin nous considérerons le cas où l'IMF n'est pas universelle mais tronquée en dessous de  $0.1 M_{\odot}$  (modèles E et F), afin de se rapprocher des observations.

### 4.3.2 Propriétés des binaires

On définit la fraction de binaires dans un groupe donné comme  $b_f = \frac{N_b}{N_b + N_s}$ , où  $N_b$  et  $N_s$  sont respectivement les nombre de binaires et d'étoiles simples dans ce groupe. Dans une étude récente, Marks & Kroupa (2012) ont montré qu'une fraction de binaires initiale de 100% permettait de reproduire les caractéristiques dynamiques des amas ouverts tels que les Pleiades, ONC, le Chamaeléon, ou encore IC348. Par conséquent nous avons choisi  $b_f = 100\%$  pour tous nos modèles à l'exception des modèles C et F.

Concernant le rapport de masse, nous avons reproduit (modèle A) la méthode de Kroupa (1995a, random sampling) qui consiste à sélectionner la masse de la primaire et de la secondaire aléatoirement à partir d'une même IMF individuelle. Pour tous les autres modèles, sauf le modèle F, nous avons adopté une distribution de rapport de masse plate (Reggiani & Meyer 2011). Dans ce dernier cas, les paramètres de l'IMF ont été ajustés (voir en section modèle B) afin que, une fois le tirage effectué, l'IMF individuelle soit bien celle présentée plus haut que l'on a postulé (Chabrier 2005).

La distribution de séparation des binaires est identique à celle obtenue par Kroupa et al. (2011), où les observations des étoiles F, G et K du champ ont été reproduites par "*inverse dynamical population synthesis*". Le domaine de cette fonction s'étend de  $0.1 \text{ AU}$  à  $10^5 \text{ AU}$  pour les modèles A, B, D et E. L'excentricité initiale des binaires est générée selon une distribution en équilibre statistique, afin de privilégier l'équilibre thermodynamique dans l'état final, selon les conclusions obtenues dans Kroupa et al. (2011). Alors que l'observation des systèmes multiples semble favoriser une distribution en excentricité plate (Abt 2006), l'évolution dynamique de l'amas n'apparaît pas particulièrement sensible à la distribution d'excentricité. Nous privilégions donc une distribution "thermale", afin de faciliter la comparaison avec les études précédentes sur la dynamique des groupes stellaires.

Compte tenu du manque prononcé de binaires larges révélé par les observations, nous étudierons des modèles (C et F) pour lesquels la distribution de période initiale est tronquée et la fraction de binaires diminuée en conséquence (voir section 6).

Un résumé des conditions initiales générées dans les différents modèles est indiqué Table 4.1.

TABLE 4.1 – Propriétés physiques associées à chacun des modèles.

	log-normal IMF	discont. IMF	truncated IMF
$b_f = 100\%$ + random pairing	model A	model D	
$b_f = 100\%$ + flat mass ratio	model B		model E
separation cut-off + flat mass ratio	model C		model F

### 4.3.3 Gaz

Dans tous nos modèles, nous avons considéré que le gaz était absent dès le début des simulations, c'est à dire que le traitement du gaz n'est pas effectué au cours de ces simulations numériques, mais l'amas n'est pas nécessairement à l'état virialisé initialement. En conséquence nous estimons que l'état initial utilisé dans nos modèles dépeint un amas âgé de 0.1 à 3 Myr, selon le scénario d'évaporation du gaz (Tutukov 1978). Le temps caractéristique d'évaporation peut varier d'environ 0.1 à quelques fois le temps dynamique en fonction des mécanismes en jeu (vent d'étoile OB, de supernovae ou flux stellaire). Dans le cas d' $\eta$  Cha, les mécanismes en jeu peuvent agir sur une échelle de temps de plusieurs Myr. Ortega et al. (2009) ont proposé un scénario de formation commun aux amas de l'association Scorpio-Centaurus ( $\epsilon$  Cha,  $\eta$  Cha et Upper Sco) en retraçant leurs trajectoires à partir de leurs mouvements propres. Dans cette vision dynamique,  $\eta$  Cha s'est formé dans un milieu progressivement soufflé par des vents stellaires provenant du complexe Lower et Upper Scorpius. Une autre possibilité pour expulser le gaz est le feedback d'une étoile stellaire massive. Moraux et al. (2007b) ont montré que l'état dynamique initial d' $\eta$  Cha a pu être très compact, avec un temps dynamique de  $2 \times 10^4$  yr (pour une masse totale de  $15 M_{\odot}$  dans un rayon de 0.005 pc). Dans ce cas extrême, la présence d'une étoile de type B8 (comme l'étoile après laquelle l'amas est nommé) aurait pu produire un feedback suffisamment puissant pour éjecter le gaz de l'amas en  $10^5$  yr. Sachant que l'âge de l'amas est estimé à  $8 \pm 1$  Myr, les simulations couvrent une plage de 10 Myr.

### 4.3.4 Positions et vitesses

Pour tous les modèles<sup>2</sup> nous avons employé une distribution de Plummer

$$\rho_{\text{Pl}}(r) = \frac{3N_{\text{sys}}}{4\pi R_{\text{Pl}}^3} \left[ 1 + (r/R_{\text{Pl}})^2 \right]^{-5/2}, \quad (4.2)$$

2. J'ai également testé une répartition fractale de dimension  $D = 1.8$  (cf Chapitre 2), avec un modèle en tout autre point identique au modèle A. Les résultats de ces simulations ne sont pas présentés ici car ils sont indistinguables de ceux du modèle A : étant donné le petit nombre de systèmes présents initialement dans le groupe, les sous-structures s'effacent très rapidement par relaxation.



TABLE 4.2 – Grille des paramètres pour le modèle A. Toutes les combinaisons de  $N_{\text{sys}}$ ,  $R_{\text{Pl}}$ , and  $Q_i$  ont été envisagées.

$N_{\text{sys}}$	20	30	40	50	60	70
$R_{\text{Pl}}$ (pc)	0.3	0.1	0.05	0.03	0.01	0.005
$Q_i$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	

où  $N_{\text{sys}}$  est le nombre initial de systèmes et  $R_{\text{Pl}}$  le rayon de Plummer. Un système désigne un objet simple ou multiple (binaire).

Les vitesses de chaque objet sont calculées à partir de ce même modèle et du rapport de viriel initial  $Q_i$ . Chaque configuration est donc déterminée par trois paramètres  $N_{\text{sys}}$ ,  $R_{\text{Pl}}$  et  $Q_i$ . L'ensemble des combinaisons de ces trois paramètres forme l'espace des paramètres détaillé plus bas.

#### 4.3.5 Grille des paramètres

D'après la forme de la fonction de masse, on estime à 50 le nombre de systèmes présents initialement pour en avoir au moins quatre de masse supérieure à  $1 M_{\odot}$ . Pour couvrir une large plage de densité à rayon fixé, nous avons testé des valeurs de  $N_{\text{sys}}$  allant de 20 à 70. Le rayon initial de Plummer a été estimé en accord avec une densité de surface constante, constatée dans les régions de formations stellaire (Adams et al. 2006), ce qui donne 0.3 à 1 pc pour 50 systèmes. Les travaux de Moraux et al. (2007b) ont montré qu'une densité élevée est nécessaire pour éjecter suffisamment d'étoiles de faible masse et reproduire la MF observée. Pour favoriser les interactions dynamiques, nous avons donc couvert une plage de 0.005 pc à 0.3 pc. Afin d'élargir la palette de configurations dynamiques, nous avons considéré des configurations dynamiques "froides", avec  $Q_i = 0.3$ , et "chaudes", avec  $Q_i = 0.7$ .

Pour chaque modèle (A à F) une configuration est définie par l'ensemble  $\{N_{\text{sys}}, R_{\text{Pl}}, Q_i\}$  (voir Table 4.2). Ainsi 180 configurations différentes ont été testées pour chaque modèle.

#### 4.3.6 Code N-Corps et suivi de l'évolution

Ces simulations numérique ont été effectuées à l'aide du code NBODY3 de Aarseth (1999) qui permet de suivre l'évolution de la dynamique par intégration directe, ainsi que de traiter les interactions proches avec le schéma de Kustaanheimo-Stiefel. Ce code est présenté plus en détail dans le chapitre 2. Cette version du code offre l'avantage d'être particulièrement adapté au traitement des petits groupes.

L'évolution temporelle est possible grâce aux données des masses, positions et vitesses fournies par le code tous les 0.05 Myr. Le code NBODY3 donne notamment des informations sur les binaires (demi grand axe et excentricité). Le groupe stellaire est placé dans un potentiel

galactique qui détermine le rayon de marée de l'amas

$$r_t = \left( \frac{GM}{4A(A-B)} \right)^{1/3} \simeq 1.4 M^{1/3} \text{ pc}, \quad (4.3)$$

où  $M$  est la masse totale de l'amas (en masse solaire), et  $A$  et  $B$  sont les constantes de Oort (King 1962). A partir de la grille des paramètres, on estime le rayon de marée entre 3.1 pc et 4.8 pc (sachant que la valeur donnée pour  $\eta$  Cha est de 3.5 pc pour une masse totale de  $15 M_\odot$ ; Lyo et al. 2004a). Les objets sont considérés comme éjectés dès lors qu'ils se situent à une distance supérieure à deux fois le rayon de marée. Les objets éjectés sont retirés de la simulation et leur évolution suite à leur éjection n'est pas connue.

Afin de disposer d'une statistique satisfaisante pour chaque configuration  $\{N_{\text{sys}}, R_{\text{pl}}, Q_i\}$ , nous avons généré 200 simulations qui ne diffèrent que par la graine aléatoire utilisée pour produire les masses, positions et vitesses initiales. Chaque simulation calcule l'évolution dynamique du groupe sur 10 Myr.

## 4.4 Analyse

L'analyse des simulations est effectuée en deux temps : nous avons d'abord utilisé le même procédé que celui des travaux précédents (Moraux et al. 2007b), avant de mettre en place une méthode statistique pour déterminer les simulations les plus proches des observations ainsi que l'importance de certains critères. Les deux procédés sont basés sur des critères issus des observations que l'on détaille dans cette section.

### 4.4.1 Critères observationnels

Chaque critère correspond à une mesure observationnelle et une plage de validité autour de cette mesure de type Poissonienne. De cette façon, un critère  $i$ , associé à une mesure observationnelle notée  $O_i$ , est satisfait si la valeur  $N_i$  obtenue par simulation numérique vérifie  $N_i \in [O_i - \sqrt{O_i}, O_i + \sqrt{O_i}]$ . Les critères, ainsi que leur plage de validité sont résumés Table 4.3.

**Nombre de systèmes :**  $N_1$  Afin de rendre compte du nombre de membres et de la compacité du coeur de l'amas, nous considérons le nombre de systèmes dans une sphère de 0.5 pc autour du centre de masse du groupe. Avec 18 systèmes détectés dans le coeur, la plage de validité pour ce critère est entre 14 et 22 systèmes. Sauf mention contraire, le terme *système* fait référence à un objet simple ou une binaire dans le domaine stellaire ou sub-stellaire. Pour prendre en compte des limitations observationnelles dans la détection de systèmes binaires, nous identifions en tant que binaire toute paire d'objets mutuellement plus proches voisin en projection (pas nécessairement liés) séparés de moins de 400 AU (ce qui correspond à 4'' à la distance de l'amas). Au delà de cette séparation de tels objets sont

TABLE 4.3 – Plage de validité de chaque critère observationnel.

Critère	Plage	Validité
Systèmes	$N_1 = [14, 22]$	$r < 0.5$ pc
Etoiles massives	$N_2 = [2, 4]$	$r < 0.5$ pc $m > 1.5 M_\odot$
VLMOs	$N_3 = [0, 1]$	$r < 2.6$ pc $m < 0.1 M_\odot$
Halo	$N_4 = [0, 1]$	$0.5 < r < 10$ pc $m > 0.5 M_\odot$
Fraction de binaire	$N_5 = [22, 50]\%$	$r < 0.5$ pc
Binaires larges	$N_6 = [0, 1]$	$[50; 400]$ AU $r < 0.5$ pc
Temps	$[5, 8]$ Myr	-

identifiés comme deux objets individuels (Köhler & Petr-Gotzens 2002).

**Nombre d'étoiles massives :  $N_2$**  Etant donné que trois systèmes de masse  $m > 1.5 M_\odot$  ont été détectés dans la région centrale d' $\eta$  Cha, nous forçons la présence de deux à quatre étoiles massives dans les simulations pour que ce critère soit satisfait. Lors du décompte d'étoiles massives, tout système binaire est considéré comme une étoile de masse égale à la masse totale du système.

**Nombre de systèmes dans le halo :  $N_3$**  Le ROSAT survey (sensible aux étoiles de type K) n'a détecté aucun membre au delà de 0.5 pc du centre et jusqu'à une distance de 10 pc. Cette observation se traduit par le critère suivant : moins d'un système de masse  $m > 0.5 M_\odot$  doit se trouver dans l'intervalle de distance  $[0.5 - 10]$  pc.

On note que des membres potentiels de faible masse ( $0.1 < m < 0.3 M_\odot$ ) ont été découvert par Murphy et al. (2010) entre 2.6 pc et 10 pc de distance au centre. Etant donné le caractère incertain de ce résultat, nous le prendrons en considération seulement a posteriori, à la suite des autres critères.

**Nombre d'objets de très faible masses :  $N_4$**  Aucun système de masse  $m < 0.1 M_\odot$  n'a été observé dans une sphère de 2.6 pc du centre (Luhman & Steeghs 2004), ce qui est transcrit par le besoin de trouver au plus un système d'une telle masse dans les modèles. L'absence d'objets de très faible masse est avérée pour les objets simples mais également parmi les compagnons à une séparation plus grande que 50 AU. Par conséquent, le

nombre de VLMOs (pour Very Low Mass Object) dans les simulations est donné par le nombre d'objets simples, le nombre d'objets dans des binaires larges (dans la plage de séparation [50 – 400] AU) dont la masse est inférieure à  $0.1 M_{\odot}$  ainsi que le nombre de binaires serrées (de séparation inférieure à 50 AU) dont la masse totale est inférieure à  $0.1 M_{\odot}$ .

**Fraction de binaires :**  $N_5$  À partir des résultats de Brandeker et al. (2006), donnent une fraction de binaires de 36% et une plage de validité qui s'étend de 22% à 50%. On remarque qu'à l'état initial de la simulation, la fraction de binaire est de 50 % environ pour les modèles A, B, D et E, du fait que les binaires dont la séparation est plus grande que 400 AU ne sont pas identifiées comme systèmes binaires mais comme deux objets simples. Par conséquent on peut s'attendre à ce que ce critère ne soit pas critique.

**Nombre de binaires larges :**  $N_6$  Ce critère nécessite qu'aucune binaire de séparation supérieure à 50 AU ne soit présente dans la simulation. Cette limite correspond au résultat observationnel selon lequel aucune binaire ayant une séparation projetée de 30 AU n'a été détectée. La limite de 50 AU prend en compte l'effet de projection et donne une certaine marge par rapport aux incertitudes observationnelles. Dans la suite, nous identifions les binaires larges comme les paires de plus proches voisins de séparation supérieure à 50 AU et inférieure à 400 AU.

**Age :**  $N_7$  Avec un âge initial entre 0.1 et 3 Myr et un âge de l'amas pris à 8 Myr, nous vérifierons les critères observationnels dans une fenêtre de temps de 5 Myr à 8 Myr. De plus, nous ne considérerons les critères comme valides seulement dans le cas où ils sont satisfait dans cette fenêtre et pendant au moins 1 Myr, de manière à exclure les états temporaires instables.

#### 4.4.2 Cartes de probabilités

Satisfaire ou non tous les critères cités ci-dessus donne une information limitée et peu exploitable. Nous avons mis en place une analyse plus raffinée afin d'estimer la probabilité qu'une configuration donnée puisse satisfaire chacun des critères indépendamment. À chaque pas de temps, nous calculons la probabilité  $a_i(t)$  qu'une simulation satisfasse le critère  $i$ . Cette probabilité est calculée en faisant la somme des bins compris entre  $O_i - \sqrt{O_i}$  et  $O_i + \sqrt{O_i}$  de l'histogramme normalisé des simulations. En cas d'échantillonnage pauvre, l'histogramme est lissé afin de prendre en compte les fluctuations statistiques des bins. Dans le cas où les bins de la plage de validité sont tous vides, nous fixons la probabilité à  $1/200^3$ , indépendamment de l'écart entre le premier bin non vide et la plage de validité. Par conséquent en cas de désaccord complet entre les simulations et

3. Car nous disposons de 200 simulations par configuration initiale

TABLE 4.4 – Résultats de l’analyse quantitative pour différentes valeurs de  $R_{\text{pl}}$ , avec  $N_{\text{sys}} = 20$  et  $Q_i = 0.5$  dans le cas du modèle A. Pour chaque valeur de  $R_{\text{pl}}$ , nous appliquons les quatre premiers critères de sélection. A la suite de cette succession progressive, nous trouvons seulement trois simulations au total qui ont validé ces critères simultanément. On note qu’aucune d’entre elles ne satisfait l’ensemble des six critères.

Critère	$R_{\text{pl}}$					
	0.005	0.01	0.03	0.05	0.1	0.3
Systèmes	195	199	197	199	199	200
+ Etoiles massives	96	114	139	150	154	143
+ Halo	21	41	67	89	100	72
+ VLMOs	0	1	1	0	1	0

les observations, la probabilité  $a_i(t)$  n’indique rien de plus qu’une limite supérieure. La probabilité  $a_i(t)$  est calculée pour chaque configuration  $\{N_{\text{sys}}, R_{\text{pl}}, Q_{\text{ini}}\}$ . Nous pourrions produire par exemple une carte de  $a_i(t_{i,m})$  en coordonnées de  $N_{\text{sys}}, R_{\text{pl}}$  pour un  $Q_{\text{ini}}$  donné (cf. Fig. 4.4), avec  $t_{i,m}$  le temps dans l’intervalle  $[5, 8]$  Myr où la probabilité  $a_i(t)$  est maximale.

## 4.5 Résultats des modèles standards (modèle A)

Dans cette partie nous cherchons à reproduire l’expérience menée par Moraux et al. (2007b) avec pour but de reproduire l’état observé d’ $\eta$  Cha à partir d’une IMF *individuelle* log-normale et une fraction de binaire initiale de 100%. Le modèle A constitue un premier essai à partir d’hypothèses simples.

### 4.5.1 Reproduire $\eta$ Cha

Les critères  $N_1$  à  $N_7$  permettent, lorsqu’ils sont utilisés successivement, de vérifier la capacité d’un modèle à reproduire  $\eta$  Cha. Pour chaque configuration et à chaque pas de temps, nous avons appliqué ces critères, un processus dont les résultats sont résumés Table. 4.4 dans le cas  $Q_i = 0.5$ ,  $N = 20$  et limités aux quatre premiers critères (c’est à dire sans avoir considéré les critères sur les binaires,  $N_5$  et  $N_6$ , ni le temps,  $N_7$ ).

On note que même si la grande majorité des simulations satisfont le critère du nombre de système dans le coeur ( $N_1$ ), ceci n’est vérifié que pour un intervalle de temps limité, dans lequel les critères suivants devront être validés. Le principal résultat est le pourcentage de simulations sélectionnés qui atteint zéro après avoir appliqué le critère sur les VLMOs pour toutes les configurations ayant  $N_{\text{sys}} > 20$  et 0.5% au maximum dans le cas  $N_{\text{sys}} = 20$ . Ce résultat indique que le critère concernant les VLMOs ne peut pas être reproduit simultanément avec les autres critères : un état initial très dense est nécessaire pour éjecter tous les VLMOs, ce que la relaxation à deux corps favorise, mais cela entraîne une expansion

de la région centrale et s'éloigne des plages de validité des critères sur le nombre de systèmes ( $N_1$ ) et des étoiles massives ( $N_2$ ). De plus, les éjections multiples agissent en opposition du critère sur les objets du halo ( $N_3$ ). Ce scénario est illustré Fig. 4.3 dans le cas d'une configuration dense ( $N_{\text{sys}} = 70$ ,  $Q_i = 0.5$ , et  $R_{\text{pl}} = 0.005$  pc). Cette figure révèle un pic d'éjection à 1 Myr avec des vitesses de plus de 60 km/h, concernant en particulier les objets individuels suite à une interaction à trois corps. Cette phase dense d'interaction violentes résulte en une phase d'expansion de l'amas visible à l'augmentation du rayon de demi-masse de 0.01 pc à 1 pc en 1 Myr. Après que la densité a grandement diminué, la dynamique implique essentiellement une relaxation lente où les éjections sont quasiment absentes ou à basse vitesse. Cette phase d'éjection implique principalement les VLMOs, et favorise donc le critère  $N_4$ , mais vide le coeur de ses membres, ainsi s'éloigne des critères  $N_1$ ,  $N_2$  et  $N_3$ . Lorsqu'on considère des états initiaux peu denses, l'incompatibilité des critères  $N_{1,2,3}$  et  $N_4$  se révèle toujours présente. En effet, l'expansion d'un tel état est lente et provoque très peu d'éjections en moins de 10 Myr, par conséquent, le nombre initial de VLMOs évolue peu. En débutant dans la configuration  $N_{\text{sys}} = 20$ ,  $Q_i = 0.5$ , et  $R_{\text{pl}} = 0.3$  pc, aucun pic d'éjection n'est visible (fig 4.3) et le rayon de demi-masse augmente lentement et linéairement au fil du temps. Finalement, un compromis au niveau de la densité initiale paraît nécessaire afin de réconcilier l'ensemble des critères.

Afin de mieux saisir la dynamique du groupe, nous avons indiqué (cf. Fig 4.4) l'évolution des six quantités contraintes par les observations pour la configuration  $N_{\text{sys}} = 40$ ,  $Q_i = 0.5$ , et  $R_{\text{pl}} = 0.05$  pc. Cette figure contient les données des 200 simulations sous la forme d'un histogramme 3D, ce qui permet de voir l'évolution moyenne ainsi que la dispersion autour de cette moyenne. La plage de validité de chaque critère est tracée en ligne pleine rouge sur chacun des graphiques.

Tout d'abord, on remarque (cf. Fig 4.4, graphique de droite en haut) que le nombre de systèmes ne débute pas à 40 mais plutôt autour de 53 en moyenne. Cette différence est due au fait que les systèmes binaires liés ayant une séparation projetée de plus de 400 AU sont comptés comme deux objets simples. La fraction de binaires est également impactée par cette méthode de comptage : au lieu de 100% initialement, on trouve une moyenne de 46%. Durant les premiers 0.5 Myr, la fraction de binaire décline à 43% suite à la destruction de certaines binaires larges, ce qui se traduit par une augmentation du nombre de systèmes dans la région centrale. A la suite de cette phase, les interactions sont plus douces et poussent l'amas à s'étendre lentement, et le groupe perd progressivement des objets au centre et voit son halo enrichi.

Le nombre de VLMOs à moins de 2.6 pc du centre évolue de façon similaire au nombre de systèmes du coeur (cf. Fig 4.4, graphique à gauche en bas). On remarque que le nombre de VLMOs obtenus théoriquement à partir de l'IMF log-normale présentée plus haut est de six pour  $N_{\text{sys}} = 40$ . Cependant on observe Fig 4.4 un nombre de VLMOs de 13 à  $t = 0$  Myr, ce qui s'explique par le fait que les VLMOs appartenant à des binaires liées de séparation supérieure à 400 AU sont considérés comme des objets simples. Le nombre de VLMOs reste globalement constant durant 0.5 Myr, alors que les éjections sont compensées par la destruction des binaires (libérant des VLMOs dans la région centrale). L'évolution qui suit est marquée par une décroissance lente, très proche de celle du nombre de systèmes. Malgré cette décroissance, le nombre de VLMOs reste constamment supérieur à cinq pour

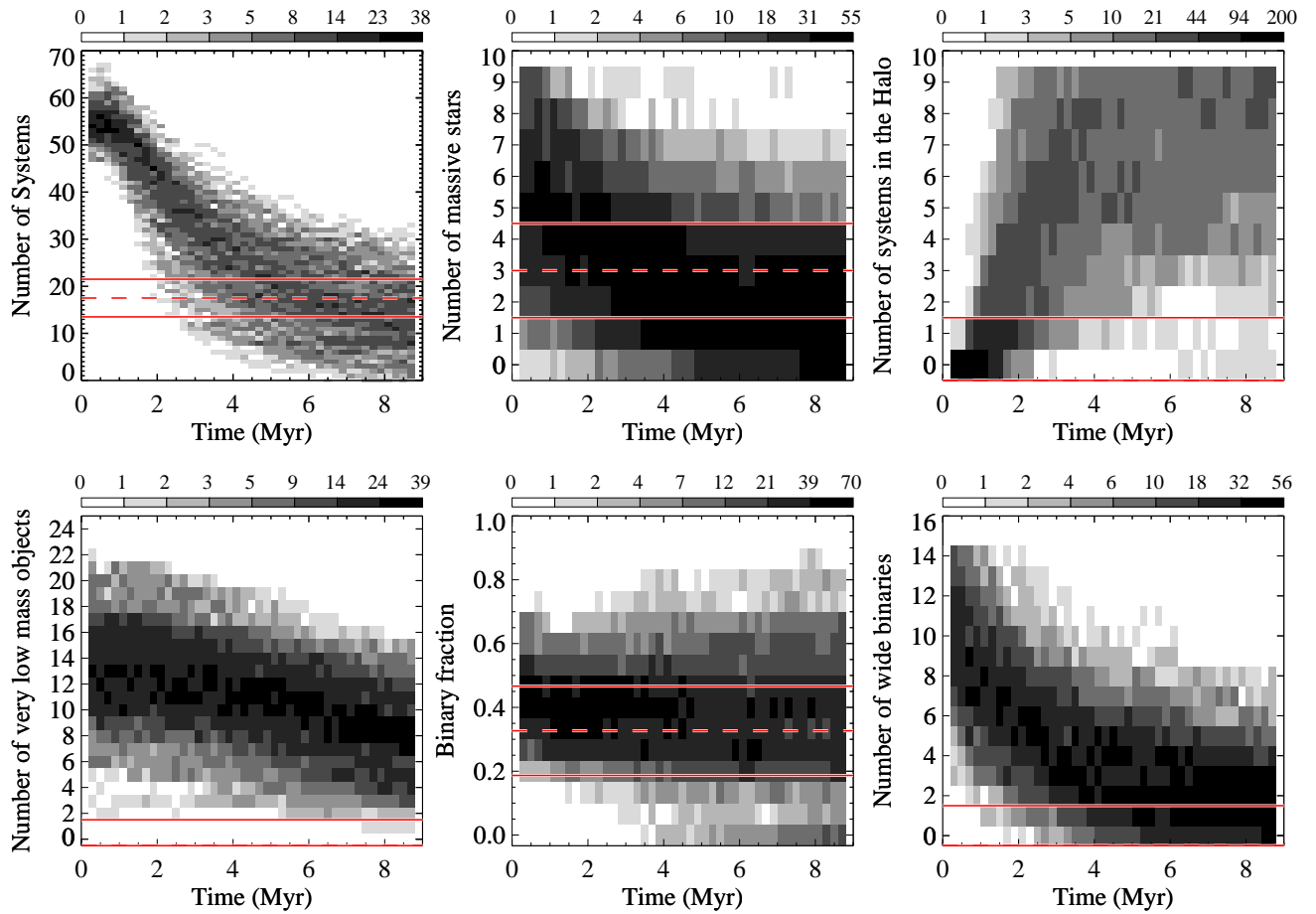


FIGURE 4.2 – Histogrammes 2D de l'évolution en fonction du temps du (a) nombre de systèmes dans le coeur  $N_1$ , (b) nombre d'étoiles massives dans le coeur  $N_2$ , (c) nombre de systèmes dans le halo  $N_3$ , (d) nombre de VLMOs  $N_4$ , (e) la fraction de binaire dans le coeur  $N_5$ , et (f) le nombre de binaires larges (séparation supérieure à 50 AU)  $N_6$ . Ces données sont obtenues pour le modèle A et la configuration  $\{N_{\text{sys}} = 40, R_{\text{pl}} = 0.05 \text{ pc}, Q_i = 0.5\}$ . La mesure donnée par l'histogramme correspond au nombre de simulations (sur 200) qui sont dans un bin donné. Les lignes pointillées et continues représentent respectivement la valeur observée ainsi que la plage de validité du critère.

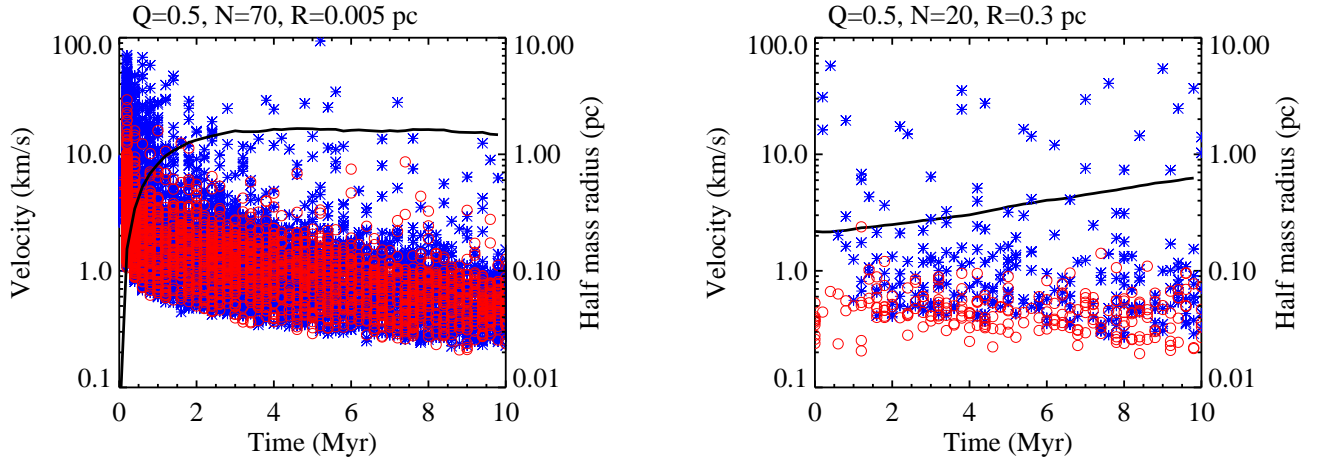


FIGURE 4.3 – Vitesse des membres échappés au moment de leur éjection (astérisques bleus pour les objets individuels et cercles rouges pour les systèmes binaires) pour la configuration  $N_{\text{sys}} = 70$ ,  $Q_i = 0.5$ , et  $R_{\text{pl}} = 0.005$  pc (graphique de droite) ou  $R_{\text{pl}} = 0.005$  pc (graphique de gauche). L'évolution du rayon de demi-masse est superposée et donne une trace de la densité d'objets.

la majorité des simulations ayant démarré avec  $N_{\text{sys}} = 40$ ,  $Q_i = 0.5$ , et  $R_{\text{pl}} = 0.05$  pc. En conclusion, le taux de succès du modèle A est de zéro pour toutes les configurations testées.

#### 4.5.2 Analyse qualitative

Afin de disposer d'une compréhension plus fine et de pouvoir modifier les conditions initiales de façon appropriée, nous avons mis au point une analyse basée sur la probabilité  $a_i(t_{i,m})$  décrite section 4.4.2. La Fig. 4.4 donne les régions dans l'espace  $\{N_{\text{sys}}, R_{\text{pl}}\}$  qui ont la plus grande probabilité de satisfaire les critères observationnels. Dans la suite je reviens en détail sur l'incapacité du modèle A de reproduire chacun des critères à la lumière de la figure 4.4. On notera que la contrainte temporelle ne sera pas mentionnée particulièrement mais est naturellement présente dans le calcul de la probabilité  $a_i(t_{i,m})$ .

$N_1$  La probabilité de satisfaire ce critère diminue fortement lorsque  $N_{\text{sys}}$  et  $R_{\text{pl}}$  sont grands, étant donné que cela produit un groupe de faible densité dont la région centrale évolue peu. Au contraire, lorsque la densité initiale est grande et  $N_{\text{sys}}$  petit, le nombre de systèmes devient rapidement trop faible pour être cohérent avec la contrainte observationnelle.

$N_2$  Le critère concernant les étoiles massives paraît aisé à satisfaire et dépend peu de la densité initiale, même si les états initiaux de densité extrêmes semblent défavorisés pour la même raison que précédemment.

$N_3$  Concernant le critère des objets en périphérie du groupe, la contrainte observationnelle associée est nettement mieux reproduite pour des petites valeurs  $N_{\text{sys}}$ , puisqu'elles



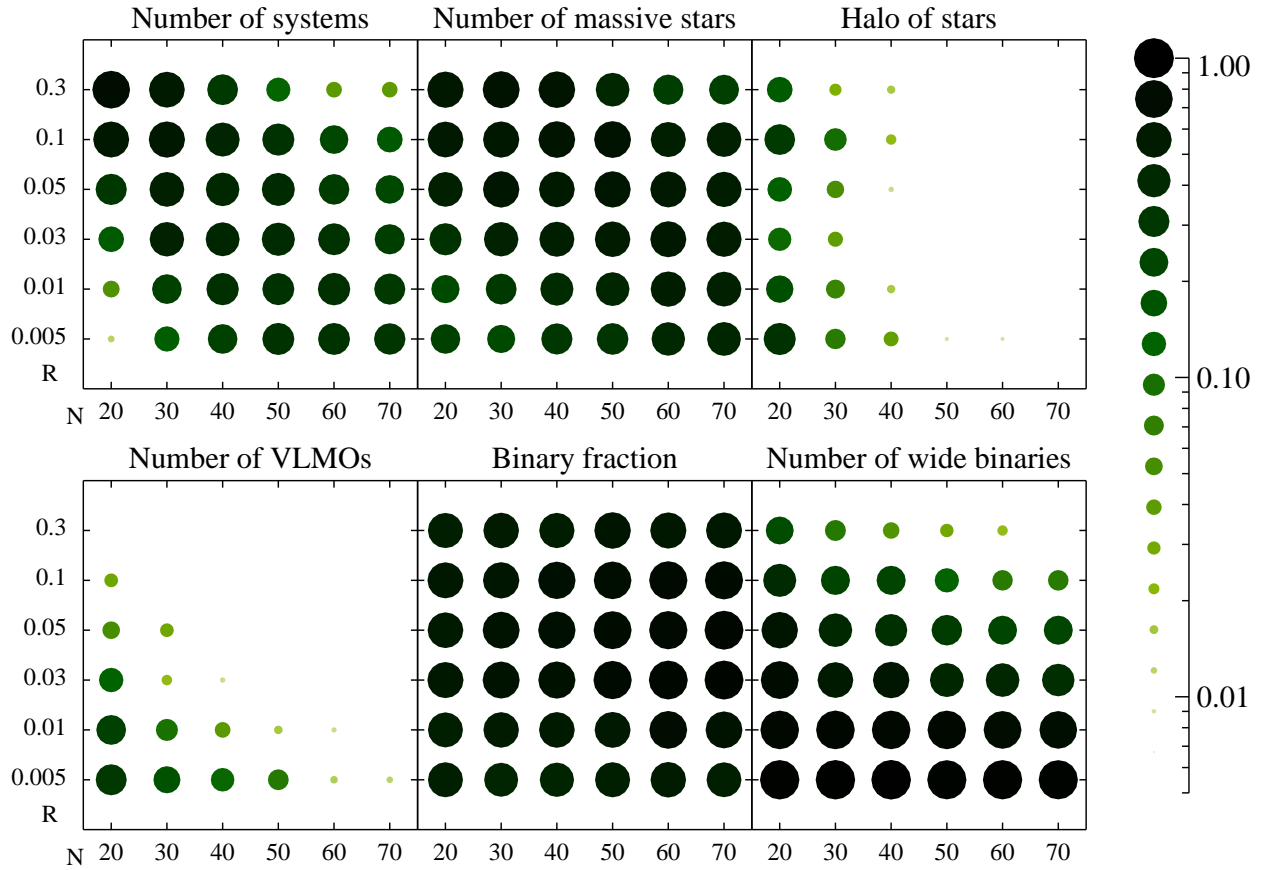


FIGURE 4.4 – Résumé de toutes les configurations testées pour le modèle A avec un rapport de viriel initial de  $Q_i = 0.5$ . La mesure  $a_i(t_{i,m})$  est indiquée par la taille des points ainsi que leur couleur, via une échelle logarithmique. Pour chaque critère la taille (et la couleur) des cercles donne la probabilité qu’une simulation puisse reproduire les observations. Différents rapports de viriel  $Q_i$  produisent des résultats semblables.

produisent moins de VLMOs initialement. Pour  $N_{\text{sys}} = 30$  ou  $N_{\text{sys}} = 40$ , ce critère est moins contraignant pour  $R_{\text{PI}} \geq 0.1$  pc (car une faible densité entraîne moins d'éjections) ou  $R_{\text{PI}} \leq 0.01$  (car une grande densité initiale implique des éjections très énergétiques, produisant des objets dont la distance au centre est supérieure à 10 pc à un âge de 5 Myr). Des valeurs intermédiaires de  $R_{\text{PI}}$  mènent à des éjections relativement lentes d'objets qui resteront dans le voisinage immédiat de l'amas. Pour  $N_{\text{sys}} > 40$  la contrainte sur  $N_3$  est très mal reproduite quelque soit  $R_{\text{PI}}$ .

$N_4$  Les résultats liés à ce critère sont importants à considérer étant donné sa plage de validité très réduite. La fig. 4.4 montre que ce critère, avec celui sur  $N_3$ , sont les plus difficiles à reproduire. Le critère sur  $N_4$  nécessite pour être satisfait un petit  $N_{\text{sys}}$ , de façon à produire le moins possible de VLMOs initialement, et un  $R_{\text{PI}}$  également petit, pour ainsi avoir une densité initiale élevée et faciliter les éjections des membres de faible masse.

$N_5$  et  $N_6$  La carte de probabilité de  $a_5(t_{5,m})$  indique une faible dépendance aux valeurs de  $N_{\text{sys}}$  et  $R_{\text{PI}}$  et un accord généralement bon avec l'observation. La carte  $a_6(t_{6,m})$  des binaires larges révèle une probabilité élevée de satisfaction pour ce critère, avec néanmoins une tendance à favoriser les états les plus denses, qui ont l'avantage de détruire les binaires larges et surtout de s'étendre rapidement de telle sorte que les binaires se situent simplement en dehors du coeur.

Les cartes de probabilités possèdent une région de superposition très réduite, notamment entre  $N_3$  et  $N_4$ , mais semble indiquer que si l'état actuel de l'amas pouvait s'expliquer avec le modèle A, cela nécessiterait une valeur intermédiaire voire petite de  $N_{\text{sys}}$  et intermédiaire pour  $R_{\text{PI}}$ . Toutefois, ce résultat souffre d'un biais car les cartes de probabilité ne prennent pas en compte la dépendance des mesures entre elles. Hors certaines mesures sont clairement corrélées, notamment le nombre d'étoiles dans le halo ( $N_3$ ) et celui des VLMOs ( $N_4$ ) pour des densités initiales faibles et intermédiaires (cf. Fig. 4.5). Les critères  $N_3$  et  $N_4$  tendent à ne pas être compatibles. Pour des densités élevées cette anti-corrélation devient négligeable, mais  $N_3$  et  $N_4$  deviennent très petits : les VLMOs ont été éjectés du coeur, et la majorité des membres éjectés sont situés au delà de 10 pc du centre vers 5 Myr. Pour une grande densité initiale,  $N_1$  chute également bien en dessous de la valeur de référence car il devient difficile de conserver un coeur compact. La Fig. 4.6 indique la corrélation entre  $N_1$  et  $N_4$  à  $t = 4$  Myr pour les 200 simulations ayant démarré avec  $N_{\text{sys}} = 30$ ,  $Q_i = 0.5$ , et  $R_{\text{PI}} = 0.05$  pc. Dans tous les cas où le nombre de VLMOs est inférieur ou égal à un, le nombre de système dans la région centrale est inférieur à 10, ce qui rend ces critères incompatibles. Nous avons trouvé une corrélation similaire pour les autres configurations du modèle A. En conclusion de cette partie, le résultat négatif de l'analyse suivante s'interprète comme l'impossibilité d'éjecter tous les VLMOs du groupe tout en conservant un coeur compact et sans peupler le halo.

On note que l'évolution des configurations ayant  $Q_i = 0.3$  et  $Q_i = 0.7$  est très similaire et leur analyse statistique donne des résultats identiques au cas  $Q_i = 0.5$  que nous avons traité.

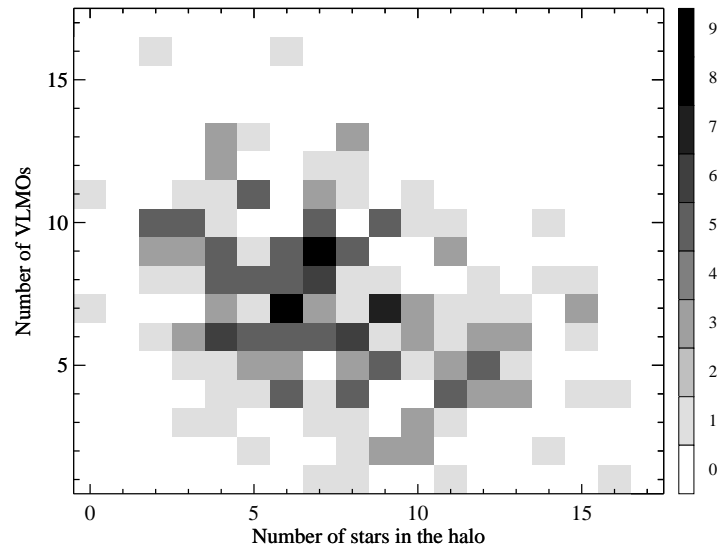


FIGURE 4.5 – Carte de corrélation entre le nombre de VLMOs ( $N_3$ ) et le nombre de systèmes dans le halo ( $N_4$ ) à  $t = 7$  Myr pour  $N_{\text{sys}} = 30$ ,  $R_{\text{pl}} = 0.05$  pc et  $Q_i = 0.5$  (modèle A).

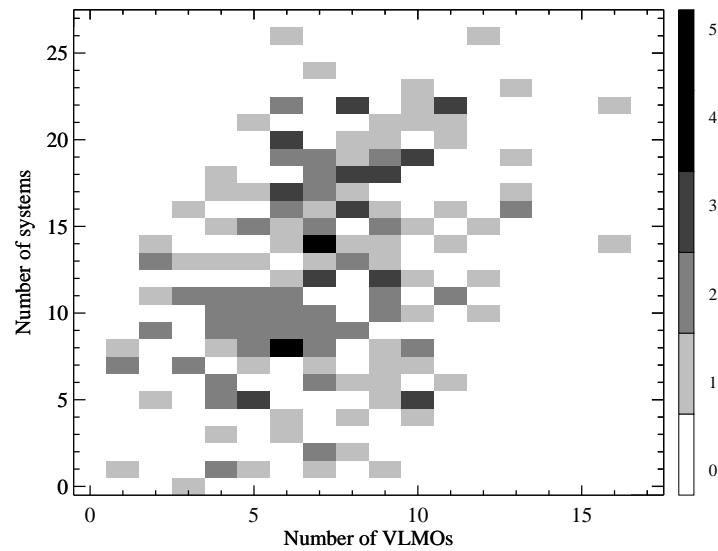


FIGURE 4.6 – Corrélation entre le nombre de système ( $N_1$ ) et le nombre de VLMOs ( $N_3$ ) à  $t = 7$  Myr pour  $N_{\text{sys}} = 30$ ,  $R_{\text{pl}} = 0.05$  pc et  $Q_i = 0.5$  (modèle A).

### 4.5.3 Synthèse et comparaison avec l'étude précédente

A partir de conditions initiales standard (modèle A), nous avons testé de nombreuses configurations en variant la densité et le rapport de viriel initial. Les principales conclusions de cette analyse sont les suivantes :

- Aucune des configurations générées avec les hypothèses du modèle A ne permettent de reproduire les observations d' $\eta$  Cha. Ces hypothèses sont une IMF log-normale de moyenne  $\mu = 0.2 M_{\odot}$ , de déviation  $\sigma = 0.55$ , une fraction de binaires de 100%, couplées aléatoirement et une distribution de séparation de type Kroupa.
- Les résultats obtenus en marge de la grille des paramètres suggèrent qu'aucune amélioration n'est à attendre hors du domaine couvert et que la solution, si elle existe, se trouve parmi ou proche des configurations considérées.

Dans Moraux et al. (2007b), la meilleure configuration a donné un taux de succès de 5% dans le cas le plus dense envisagé, tandis que dans l'étude présente, ce taux est identiquement nul pour toutes les configurations. La divergence apparente entre ces résultats s'explique par les différences dans les conditions initiales. Dans l'étude précédente l'IMF était celle des *systèmes*, obtenue après les premières phases d'évolution des binaires (comme on l'observe dans le champ), et les binaires étaient considérées comme des objets inaltérables, incapables d'échanger de l'énergie avec le milieu environnant. Dans le modèle A, la masse correspondant au maximum de l'IMF choisie est supérieure à celle de l'IMF adoptée précédemment ( $0.25 M_{\odot}$ ), ce qui génère initialement un plus grand nombre de systèmes de masse  $m > 0.5 M_{\odot}$  pouvant par la suite se trouver dans le halo. Ce dernier point rend le critère sur  $N_3$  plus difficile à reproduire dans l'étude présente. De plus, la capacité à détruire une binaire par interactions dynamiques change la donne au niveau de  $N_4$  : même si le nombre de VLMOs produit initialement par l'IMF individuelle est plus faible, la libération de VLMOs par destruction de binaire (ou si les binaires ont une séparation supérieure à 400 AU) dégrade notre capacité à reproduire l'absence de VLMOs dans les observations.

## 4.6 Exploration de conditions initiales alternatives

Précédemment, nous avons vu l'importance des binaires dans l'évolution de la fonction de masse des systèmes du groupe notamment du fait qu'elles peuvent contenir des VLMOs qui finissent éventuellement par être libérés par interactions à trois corps. De tels processus dynamiques dépendent de la configuration initiale des binaires (rapport de masse et séparation). La suite décrit comment ces propriétés peuvent être ajustées afin de mieux

reproduire les observations (modèles B et C). Nous considèrerons ensuite la possibilité que l'IMF individuelle puisse être discontinuée à la limite naine brune-étoile (modèle D). Enfin nous ferons l'hypothèse que l'IMF des systèmes ait pu être tronquée en dessous de  $0.1 M_{\odot}$  avec une fraction de binaires de 100% (modèle E) ou inférieure (modèle F).

#### 4.6.1 Appariement des binaires (modèle B)

Dans le modèle A, nous avons produit une population de binaires par appariement aléatoire depuis l'IMF individuelle. Cette hypothèse est remise en cause par des études du champ (Raghavan et al. 2010; Reggiani & Meyer 2011) et de régions de formation stellaire (Kraus et al. 2008, 2011) qui indiquent qu'il n'existe pas de choix clair unique de fonction qui permette d'ajuster les distributions de rapport de masse, mais qu'un rapport de masse plat semble plus proche qu'un appariement aléatoire. Une distribution de rapport de masse plate produirait moins de VLMOs, on peut donc s'attendre qu'un tel choix d'appariement permette de mieux satisfaire le critère sur  $N_4$ . Pour mettre en place cet appariement, on choisit d'abord une masse  $m_p$  avec l'IMF des primaires puis une secondaire d'après une distribution plate de probabilité sur l'intervalle  $[0.01, m_p] M_{\odot}$ . L'IMF des primaires est également de la forme log-normale utilisée jusqu'à présent, mais paramétrée de telle sorte que l'ensemble des masses reproduise l'IMF individuelle. On obtient les paramètres suivants :  $\mu = 0.32 M_{\odot}$  et  $\sigma = 0.55$  (au lieu de  $\mu = 0.2 M_{\odot}$  et  $\sigma = 0.55$  dans le cas du modèle A). En dehors de cet ajustement la fraction de binaires et la distribution de séparation restent inchangées.

Pour ce modèle B, nous avons généré un nombre réduit de configurations :  $Q_i = 0.5$ ,  $N_{\text{sys}} = 20$  et  $N_{\text{sys}} = 40$  pour le même échantillonnage sur  $R_{\text{pl}}$ . Les résultats montrent que la probabilité  $a_4$  (associée au critère sur le nombre de VLMOs) est plus grande d'un facteur variant entre deux et trois, à l'opposé de  $a_3$  (halo) qui décroît d'un facteur deux environ. Ces variations s'expliquent par le décalage de l'IMF des primaires vers les plus hautes masses qui produit davantage de systèmes de masse  $m > 0.5 M_{\odot}$  qui peuvent se retrouver dans le halo. Globalement, on ne distingue aucune différence significative en terme de résultats entre le modèle A et le modèle B.

#### 4.6.2 Distribution de séparation (modèle C)

Cette section traite de la possibilité que les binaires larges ne se soient pas formées initialement. Ceci se traduit par une distribution de séparation similaire à celle du modèle A mais tronquée à grandes séparations. La séparation maximale et la fraction de binaire sont ajustées ensemble selon l'estimation de la fraction de binaire finale.

A partir de l'hypothèse simple que toutes les binaires ayant une séparation inférieure à une certaine limite survivent pendant toute la simulation (binaires "hard"), et qu'en dessous de cette limite les binaires sont détruites (binaires "soft"), on peut relier la fraction de binaire initiale  $f_b$  à la fraction de binaires "hard"  $f_{hb} = N_{hb}/N_b$  (où  $N_{hb}$  est le nombre binaires "hard")

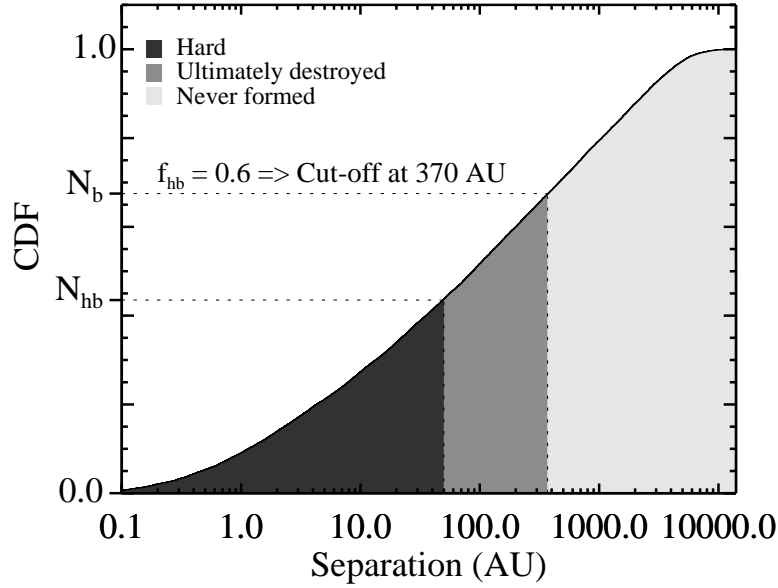


FIGURE 4.7 – Distribution cumulative de séparation (ligne pleine) obtenue avec la distribution de période de Kroupa. Ce graphique montre la coupure utilisée pour le modèle C dans le cas où  $f_b = 0.8$ . L'équation 4.4 donne  $f_{hb} = 0.6$ , ce qui impose de couper la distribution de séparation à 370 AU de façon à obtenir  $N_{hb} = 0.6 \times N_b$ .

TABLE 4.5 – Fraction de binaires et limite de séparation pour le modèle C.

$f_b$ (%)	100	90	80	70	60	50	40
Cut-off (AU)	730	570	370	240	150	90	50

et  $N_b$  le nombre totale de binaires) et à la fraction de binaire finale  $f'_b$  :

$$f_b = \frac{f'_b}{(1 + f'_b)f_{hb} - f'_b}. \quad (4.4)$$

On adopte une fraction de binaire finale de 36% suggérée par les observations, on considère des fractions de binaires initiales entre 36% et 100%. La fraction de binaire "hard" correspondante varie entre 100% (cas où toutes les binaires survivent) et 53% (si la moitié environ des binaires survivent). Inspirés par les observations, nous identifions comme binaires larges celles dont la séparation est supérieure à 50 AU. A partir de la fraction de binaire nous évaluons alors une séparation maximale en intégrant la distribution de période de Kroupa. Par exemple le maximum de séparation est de 730 AU pour une fraction de binaire initiale de 53%. La coupure en séparation la plus forte est à 50 AU, ce qui assure d'obtenir 100% de binaires "hard". La Fig. 4.7 donne un exemple de ce processus dans le cas d'une fraction de binaire initiale  $f_b = 0.8$ , qui donne  $f_{hb} = 0.6$ . Cette fraction de binaire "hard" s'obtient en coupant la distribution de séparation à 370 AU.

On peut s'interroger sur le sens physique d'une coupure appliquée à la distribution initiale de séparation. Dans des environnements dense à l'image du Trapèze d'Orion, on

observe  $f_b \approx 0.6$ , tandis que dans une région comme le Taureau,  $f_b \approx 0.9$  (Duchêne 1999; Kirk & Myers 2012). Une explication couramment évoquée à cette différence est que la fraction de binaire approche les 100% lors de la formation stellaire, mais que cette fraction diminue lors des premiers temps dynamiques. Dans le Trapèze, très peu de binaires de plus de 1000 AU ont été observées (Sclally et al. 1999), ce qui tend à supporter cette idée. L'évolution de l'ONC a par exemple été reproduite (Kroupa et al. 2001; Marks & Kroupa 2012), incluant le déficit de binaires aux séparations [200 – 500] AU comparé aux distributions du champ (Raghavan et al. 2010; Reipurth et al. 2007), à partir de 100% de binaires initialement et d'une densité de  $10^5$  étoiles/pc<sup>3</sup>. Dans les simulations ayant  $N_{\text{sys}} = 20$  et  $R_{\text{pl}} = 0.05$  pc la densité initiale est très similaire ( $2 \cdot 10^5$  étoiles/pc<sup>3</sup>). Cependant, une limite de 50 AU ou 90 AU imposée à la distribution de séparation ne peut être expliquée uniquement par les interactions à trois corps, étant donné que cette limite est beaucoup plus petite que la distance moyenne entre étoiles voisines (autour de 2200 AU). Il est toutefois possible que les propriétés des binaires soit fixées durant la phase de formation ou bien celle dominée par le gaz, qui n'est pas couverte par nos simulations.

Nous avons utilisé les configurations suivantes :  $Q_i = 0.5$ ,  $N_{\text{sys}} = 20$  à 70,  $R_{\text{pl}} = 0.005$  pc à 0.3 pc (modèle C). Les paramètres utilisés pour la population de binaire sont résumés Table 4.5. Nous avons utilisé un rapport de masse plat de la même façon que pour le modèle B.

La Fig. 4.8 indique l'évolution de la probabilité  $a_i(t_{i,m})$  pour la configuration  $N_{\text{sys}} = 20$  et  $R_{\text{pl}} = 0.1$  pc et les six critères en fonction de la limite de séparation imposée. Pour des limites à large séparation la probabilité  $a_5$  associée à la fraction de binaire est basse (inférieure à 0.2), soit en deçà des modèles A et B pour lesquels aucune limite à la distribution de séparation n'a été fixée. Nous comprenons ce résultat comme la conséquence d'un nombre plus grand de binaire de séparation initiale inférieure à 400 et donc identifiées comme des binaires lors de l'analyse, menant à une fraction de binaire plus élevée. De plus de telles binaires sont peu perturbées dynamiquement et la fraction de binaire reste stable au cours du temps, sauf si la densité initiale est grande. Lorsque la séparation limite est réduite ( $< 100$  AU), les critères concernant la fraction de binaires et le nombre de binaires larges sont plus facilement satisfaits. Une séparation limite de 50 AU revient à satisfaire automatiquement les contraintes liées à  $N_5$  et  $N_6$  concernant la population de binaire (aucune binaire large et  $f_b = 0.4$ ). La probabilité  $a_3$  a également augmenté de 0.08 à 0.4 pour la limite en séparation la plus basse, du fait d'un nombre total d'objets plus faible. Au sujet de la contrainte sur les systèmes  $N_1$ , les étoiles massives,  $N_2$ , et les VLMOs,  $N_4$ , la probabilité reste sensiblement la même. Une absence de variation peut paraître surprenante, particulièrement pour  $N_4$  vu qu'un plus petit nombre de VLMOs sont produits par destruction de binaires. Ceci tient du fait que la faible densité initiale ne favorise pas l'éjection des VLMOs.

L'analyse a révélé deux configurations ( $Q_i = 0.5$ ,  $N_{\text{sys}} = 20$ ,  $R_{\text{pl}} = 0.05$  pc et 0.1 pc) qui ont eu un taux de succès de une et de trois simulations sur 200 respectivement. Il s'agit des premiers résultats non nuls obtenus à la suite de l'application des 6 critères observationnels.

Nous avons comptabilisé le nombre de systèmes de masse  $m \in [0.08, 0.3]M_{\odot}$  situés à une distance  $d \in [2.6, 10]$  pc du centre afin de confronter les simulations ayant passé les six critères aux observations récentes de Murphy et al. (2010). Nous avons trouvé au maximum un seul de ces objets, ce qui est trop peu par rapport à la détection par Murphy de quatre membres probables plus trois membres possibles.

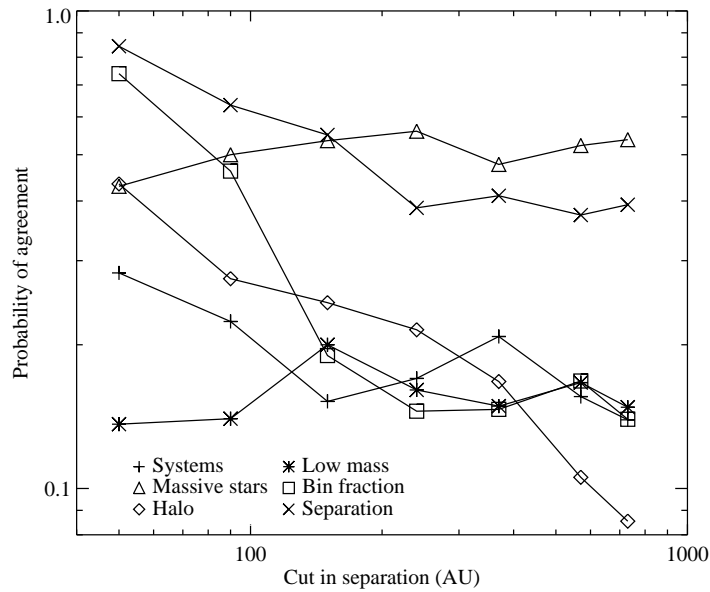


FIGURE 4.8 – Evolution de la probabilité d’accord avec les observations pour différents critères, avec la limite en séparation variant de 50 à 730 AU et un rapport de masse plat (modèle C). Ces résultats sont donnés pour la configuration  $\{Q_i=0.5, N_{\text{sys}} = 20, R_{pl} = 0.1 \text{ pc}\}$ .

### 4.6.3 Les naines brunes comme population distincte (modèle D)

Jusqu’à présent nous avons considéré une IMF continue sur l’ensemble du spectre de masse (jusqu’à  $0.01M_{\odot}$ ). Thies & Kroupa (2007) ont suggéré que les naines brunes (NB) ne se forment pas de la même façon que les étoiles, ce qui mènerait à une IMF individuelle discontinue autour de  $m = 0.08 M_{\odot}$ . La pertinence d’un tel scénario n’est pas complètement avérée, même si celui-ci possède un certain support de la part des observations<sup>4</sup> dans les amas jeunes (Thies & Kroupa 2008) et les surveys de NB (Kraus & Hillenbrand 2012). (Parker & Goodwin 2011) ont exclu l’évolution dynamique comme explication de la différence entre les distributions de séparation des étoiles et des objets sub-stellaires, impliquant que cela soit une propriété issue directement de la formation stellaire. Du point de vue théorique la formation de NB n’est pas très bien connue et peut s’effectuer par effondrement gravitationnel de la même façon que pour les étoiles (e.g. Whitworth & Stamatellos 2006) ou bien un scénario plus particulier d’éjection d’une sphère de gaz (Reipurth & Clarke 2001; Basu & Vorobyov 2012). D’autres mécanismes possibles impliquent la fragmentation de disques massifs (Stamatellos et al. 2007) ou encore l’instabilité gravitationnelle induite dans les disques suite à des rencontres proches (Thies et al. 2010).

4. Jeffries (2012) insiste sur le fait que le manque de mesures fiables et complètes ne permet pas de conclure fermement sur la question.



Afin de tester la possibilité que l'IMF puisse être discontinue nous avons utilisé des conditions initiales correspondantes aux résultats de Thies & Kroupa (2008). Les étoiles ainsi que les NB sont générées indépendamment mais à partir d'une même log-normale de paramètres  $\mu = 0.08 M_{\odot}$  et  $\sigma = 0.69$  avec l'intervalle de masse  $[0.07 - 4] M_{\odot}$  dans le premier cas et  $0.01 < m < 0.15 M_{\odot}$  dans le deuxième. La superposition des deux intervalles assure d'obtenir une IMF des systèmes continue et cohérente avec la forme standard. Le nombre de NB est ajusté avec celui des étoiles à travers une fraction fixe NB sur étoiles de 0.2. Aussi les fractions de binaire dans le domaine stellaire et sub-stellaire sont de 30% et 100% respectivement, sachant qu'aucune paire étoile+NB n'est créée (Kroupa et al. 2011). Par soucis de simplicité, les binaires sont établies par appariement aléatoire et aucune séparation maximale n'est imposée. Cette dernière propriété des conditions initiales n'est pas réaliste étant donné que les NB du champ possèdent généralement une distribution de période plus étroite que les objets stellaires (Burgasser et al. 2007), qui ne s'explique pas uniquement par évolution dynamique (Parker & Goodwin 2011). Toutefois, cette dissonance aura peu d'impact sur nos résultats car le nombre de NB dans les systèmes binaire est de un et deux en moyenne respectivement pour  $N_{\text{sys}} = 20$  et  $N_{\text{sys}} = 40$ .

Les configurations testées pour le modèle D sont toutes initialement virialisées, avec  $N_{\text{sys}} = 20$  et  $R_{\text{pl}} \in \{0.05, 0.1\}$  pc ainsi que  $N_{\text{sys}} = 40$  et  $R_{\text{pl}} = 0.05$  pc. Les résultats de l'analyse quantitative ne révèlent pas d'amélioration claire, car toutes les configurations ont un taux de succès identiquement nul. La comparaison avec le modèle A indique une amélioration de la probabilité  $a_3$  concernant le halo, explicable par le décalage de l'IMF système vers des plus petites masses. Dans le meilleur des cas ( $N_{\text{sys}} = 20$  et  $R_{\text{pl}} = 0.1$  pc), cette probabilité augmente de 0.29 à 0.55. On peut remarquer que cette probabilité augmente de la même façon dans le modèle C, avec une séparation limite fixée à 50 AU. Le critère sur  $N_4$  au contraire se trouve moins bien satisfait dans le modèle D par rapport au modèle A (passant de 0.03 à 0.005). Pour comprendre cette variation, nous avons comptabilisé le nombre moyen de VLMOs à  $t = 0.6$  Myr (après la phase de destruction des binaires larges), ce qui donne  $N_{\text{VLMO}} = 8$  pour  $N_{\text{sys}} = 20$  et  $R_{\text{pl}} = 0.1$  pc,  $N_{\text{VLMO}} = 6.5$  pour le modèle A, et  $N_{\text{VLMO}} = 4.2$  dans le cas extrême du modèle C où la fraction de binaire initiale est de 40% et la séparation maximale fixée à 50 AU. Le nombre de VLMOs est critique pour la reproduction des mesures observationnelles, ce qui explique la portée limitée des changements apportés par le modèle D.

#### 4.6.4 IMF et distribution de séparation tronquées (modèles E et F)

L'analyse des simulations pour les modèles A, B, C et D a montré que le résultat observationnel concernant les VLMOs est particulièrement difficile à reproduire en même temps que les autres contraintes observationnelles, notamment le nombre de systèmes dans la région centrale et l'absence d'étoiles de type solaire dans le halo. Dans la suite, nous abandonnons l'hypothèse d'une IMF universelle comme condition initiale au profit d'une IMF des systèmes tronquée en dessous de  $0.1 M_{\odot}$ . Pour les modèles E et F nous générons les masses des binaires en choisissant la première à partir de l'IMF tronquée des primaires (avec une moyenne à  $0.3 M_{\odot}$ ) et la seconde de façon à avoir une distribution de rapport de

masse plate mais sans troncature sur sa masse.

Les configurations du modèle E sont des sphères de Plummer virialisées, avec 100% de binaires dont la distribution de période n'est pas tronquée.  $N_{\text{sys}}$  et  $R_{\text{pl}}$  sont choisis parmi  $\{20, 30, 40, 50, 60\}$  et  $\{0.005, 0.01, 0.03, 0.05, 0.1, 0.3\}$  pc respectivement. Nous avons exclu la valeur  $N_{\text{sys}} = 70$  à la vue des résultats précédents indiquant qu'un nombre de systèmes aussi grand ne pouvait permettre de reproduire les contraintes sur  $N_1$  et  $N_3$  simultanément. L'analyse quantitative n'a révélé aucune configuration capable de reproduire  $\eta$  Cha (taux de succès à 0/200) via les six critères usuels. L'exploitation des résultats à montré que le nombre de systèmes de masse  $m > 0.5 M_{\odot}$  augmente pour un  $N_{\text{sys}}$  donné, par rapport au modèle A, du fait de la limite de masse à  $0.1 M_{\odot}$ . Par conséquent le critère concernant le halo ( $N_3$ ) est plus difficilement satisfait. De plus, quelques VLMOs sont produit initialement dû à l'absence de limite sur la masse des secondaires. Par exemple, dans le cas  $N_{\text{sys}} = 20$  et  $R_{\text{pl}} = 0.1$  pc, on décompte 2.5 VLMOs en moyenne à  $t = 0$  Myr. Finalement, les critères sur  $N_3$  et  $N_4$  restent difficile à remplir simultanément aux autres critères.

Le modèle F a été défini de façon à limiter encore davantage l'impact du critère sur les VLMOs. Celui-ci est similaire au modèle E, mais introduit une limite à la distribution de séparation des binaires (telle que celle décrite en section 4.6.2 pour le modèle C). Les résultats montrent plusieurs configurations ayant un taux de succès non nuls dans le cas d'une fraction de binaire initiale de 40% et une séparation limite de 50 AU. La meilleure configuration est  $N_{\text{sys}} = 20$  et  $R_{\text{pl}} = 0.1$  pc et possède un taux de succès de 10%. Le nombre initial moyen de VLMOs pour cette configuration initiale est 0.2, ce qui montre que dans ce cas la contrainte sur  $N_4$  est très facilement satisfaite, d'autant plus que les systèmes binaires sont tous stables et donc n'en libèrent pas plus durant l'évolution dynamique. On peut noter que les configurations qui ont pu satisfaire les six critères pour le modèle C ont aussi eu un taux de succès non nul pour le modèle F. En effet les configurations en question pour le modèle C sont  $N_{\text{sys}} = 20$  et  $R_{\text{pl}} = 0.05$  pc et  $R_{\text{pl}} = 0.1$ , et ont débuté avec deux VLMOs. Ces résultats suggèrent que l'IMF ainsi que les propriétés initiales des binaires sont non standards.

Lorsque l'on considère les résultats de Murphy et al. (2010), on exige d'avoir au moins trois systèmes de masse  $m \in [0.08; 0.3] M_{\odot}$  et à une distance de 10 pc au plus du centre de l'amas. En appliquant cette contrainte, il ne reste que deux configurations ayant un taux de succès non nul (à 0.5%) :  $\{N_{\text{sys}} = 30 ; R_{\text{pl}} = 0.1 \text{ pc}\}$  et  $\{N_{\text{sys}} = 30 ; R_{\text{pl}} = 0.05 \text{ pc}\}$ . Malgré un taux de succès très petit, ce sont les deux seules configurations ayant pu reproduire  $\eta$  Cha parmi l'ensemble des six modèles considérés.

## 4.7 Formation de binaires larges

Des études numériques récentes ont traité le problème de la formation de binaires stables très larges. Les résultats observationnels concernant ces binaires, dont la séparation est de l'ordre de  $10^4$  AU, sont résumés en introduction. Malgré un nombre réduit d'observations, ces objets intriguent par leur simple existence, du fait que leur énergie de liaison particulièrement faible en fait des systèmes facilement dissociables par rencontre proche ou

par l'influence d'un potentiel tel que le potentiel galactique. Kouwenhoven et al. (2010) et Moeckel & Clarke (2011) présentent un point de vue issu de simulations numériques qui ont l'avantage de disposer des informations complètes dans l'espace des phases. Moeckel & Clarke (2011) ont revu les conditions nécessaires à la survie de binaire très larges et ont montré que de telles binaires pouvaient être stables à condition qu'elles se soient formées dans un environnement de faible densité. Le scénario qu'ils proposent nécessite une décroissance de la densité sur une échelle de temps plus courte que celle à laquelle ces binaires sont perturbées, ce qui se vérifie le mieux dans de petits amas initialement denses. Une voie alternative permettant de former des systèmes triples hiérarchisés de très large séparation est présenté par Reipurth & Mikkola (2012) à travers l'étude d'interaction entre trois corps isolés. L'étude montre qu'en dehors de toute influence extérieure, une interaction à trois corps peut dans certains cas mener à la formation d'un système stable hiérarchisé. De telles rencontres étant très peu probables dans le champ, il reste à considérer l'action d'un tel scénario dans le contexte d'un groupe stellaire.

Dans le cadre des simulations effectuées pour la reproduction d' $\eta$  Cha, nous avons testé des configurations initialement denses qui peuvent rentrer dans le cadre décrit plus haut. La Fig. 4.9 donne la distribution de demi-grand axe au moment de la formation de binaires et systèmes multiples qui ont perduré jusqu'à la fin des simulations (soit environ 10 Myr). On identifie deux pics de binaires serrées et très larges, à  $10^2$  AU et  $10^4$  AU respectivement. On observe que parmi les systèmes multiples larges (de séparation supérieure à  $10^3$  AU) il y a majoritairement des systèmes triples. Ce résultat est cohérent avec celui de Kouwenhoven et al. (2010) selon lequel une fraction non-négligeable de systèmes à large séparation sont des systèmes d'ordre supérieur à deux. Au total nous avons décompté 600 systèmes multiples permanents très larges, soit trois en moyenne par simulation (ou encore 7.5% du nombre initial de systèmes). Le graphique de droite (cf. Fig. 4.9) indique la vitesse en fonction de la distance moyenne entre plus proches voisins au moment de la formation des systèmes multiples stables. Les systèmes multiples très larges sont centrés autour d'une distance moyenne entre voisins de 1 pc, ce qui révèle des conditions de formation dans un environnement de très faible densité. Les faibles vitesses propres à ces systèmes dénotent un mode de formation doux, c'est à dire n'impliquant pas d'interaction dynamique violente.

## 4.8 Conclusion

Nous avons exposé, dans ce chapitre, l'étude d'un grand nombre de simulations numériques ayant pour objectif de reproduire les propriétés particulières d' $\eta$  Cha, notamment l'absence d'étoiles de faible masse et de binaires à large séparation. Nous avons envisagé diverses conditions initiales basées sur le choix d'IMF et de propriétés de binaires, et couvert une large plage de densité initiale et de rapport de viriel initial. Nous avons mis en place une analyse quantitative et qualitative afin d'obtenir un maximum d'informations à partir des simulations.

Nous avons tout d'abord testé l'idée d'une IMF universelle en adoptant une forme standard de type log-normale pour l'IMF individuelle, de paramètres  $\mu = 0.2 M_{\odot}$  et  $\sigma = 0.55$ . De plus, nous avons choisi une fraction de binaires de 100% avec un appariement aléatoire

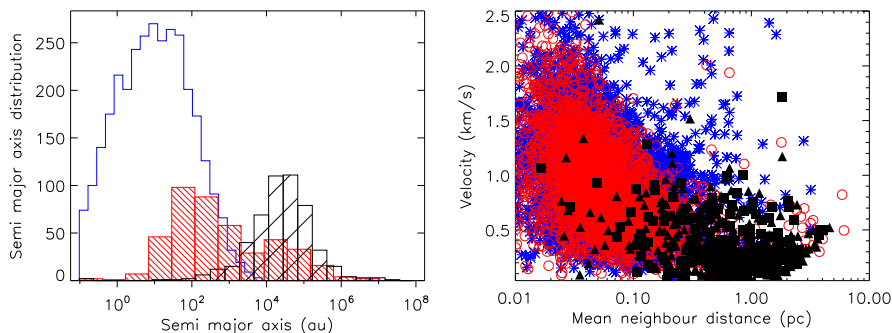


FIGURE 4.9 – Demi-grand axe (gauche) des systèmes multiples présent à la fin des 200 simulations pour la configuration  $\{N_{\text{sys}} = 40, R_{\text{pl}} = 0.05 \text{ pc}, Q_i = 0.5\}$ . On a représenté la population initiale de binaires (contours bleus), celle de binaires stables formée par la suite (rayé resserré rouge) et celle de systèmes triples (rayé espacé noir). Le graphique de droite donne la vitesse et la distance moyenne entre plus proches voisins (calculée localement avec les cinq plus proches voisins, suivant le critère de Casertano & Hut 1985) au temps où ces systèmes se sont formés.

(modèle A) ou bien en accord avec une distribution plate de rapport de masse (modèle B). Les résultats ont montré que reproduire le manque d'objet de très faible masse n'était pas compatible avec le besoin de conserver un coeur compact de 18 systèmes et de ne pas éjecter de membres en périphérie. Reproduire  $\eta$  Cha à partir d'une IMF standard *et* une fraction de binaire initiale de 100% ne paraît donc pas possible. De même, dans le cas d'une IMF discontinue (modèle D), aucune simulation n'a pu reproduire les observations.

D'autres modèles ont permis de varier les propriétés des binaires, sans altérer l'hypothèse de l'IMF standard (modèle C). Dans ce cas nous avons supposé qu'aucune binaire large ne se forme initialement, ce qui se traduit par l'utilisation d'une distribution de séparation tronquée et d'une fraction de binaire diminuée. Les résultats montrent qu'avec une séparation limitée à 50 AU et une fraction de binaire de 40%, il est possible de reproduire les observations avec un taux de succès de 1%. Ce taux devient nul si on exige de trouver plusieurs systèmes de faible masse dans le halo comme le suggèrent les observations de Murphy.

Etant donnée qu'aucune simulation ne reproduit toutes les observations disponibles, nous avons considéré la possibilité que l'IMF ait pu être tronquée en dessous de  $0.1M_{\odot}$ . Toutefois, même avec cet ajustement les simulations ne reproduisent pas les observations, hormis dans le cas où la population de binaire est particulière (sans binaire large et avec une fraction de binaire plus petite, modèle F). Dans ce cas, on obtient un taux de succès de 10%, (qui décroît à 0.5% si on considère la contrainte de Murphy) avec  $N_{\text{sys}} = 20$  et  $R_{\text{pl}} = 0.1; 0.05 \text{ pc}$ , soit une densité très proche de celle de l'amas aujourd'hui.

L'ensemble de ces résultats montre que l'évolution dynamique n'a pas joué de rôle déterminant dans la mise en place des caractéristiques particulière d' $\eta$  Cha, par conséquent ces dernières sont issues du processus de formation stellaire. Cette association a donc pu être formée avec une IMF pauvre en étoiles de faible masse ainsi qu'une population de binaires serrées et une fraction de binaire inférieure à 50%. Pour affermir cette conclusion, il serait

nécessaire de disposer de données supplémentaire concernant la vitesse des membres du halo.

Cette conclusion est très différente de celle de Moraux et al. (2007b), obtenue en appliquant une méthode similaire, où une configuration très dense était la solution privilégiée. Ces différentes conclusions montre l'importance de l'impact des binaires dans l'évolution dynamique des amas stellaires.

Quelles conditions physiques ont pu amener à l'établissement d'un groupe avec un tel manque d'étoiles de faibles masses et de binaires à large séparation?  $\eta$  Cha a pu être formé dans un milieu hautement magnétisé, arrêtant la fragmentation de larges structures (Hennebelle et al. 2011), formant par conséquent davantage d'étoiles massives et un nombre réduit de systèmes multiples larges.



# Conclusion et perspectives

---

## Sommaire

5.1	Conclusion des travaux de thèse . . . . .	91
5.2	Confrontation des données existantes aux simulations . . . . .	92
5.3	Prochains résultats sur la cinématique et l'astrométrie : GAIA, DANCE. . . . .	93
5.4	Vers les simulations mixtes N-Corps + Hydro . . . . .	94

---

## 5.1 Conclusion des travaux de thèse

Cette thèse a été l'occasion d'étudier l'évolution dynamique d'amas stellaires jeunes et peu peuplés (population inférieure à 100 étoiles) dans le but de pouvoir mieux caractériser leurs conditions de formation. J'ai adopté une approche qui consiste à modéliser l'évolution temporelle d'un groupe stellaire et d'en comparer les résultats avec les données observationnelles. La pertinence des hypothèses effectuées (fonction de masse, population de binaire, distribution spatiale et densité) pour définir l'état initial du groupe est alors évaluée à partir de cette comparaison. Une telle approche (appelée *reverse engineering*) a déjà été largement utilisée, mais essentiellement sur des amas plus peuplés (de l'ordre de 100 ou 1000). L'application de cette méthode aux petits groupes et associations est donc nouvelle, et donne la possibilité de caractériser leurs dynamique de manière statistique par l'accumulation d'un grand nombre de simulations.

J'ai effectué, au chapitre 3 un large ensemble de simulations : avec et sans spectre de masse, sans population de binaire initiale, utilisant une distribution spatiale sphérique et initialement à l'équilibre du viriel. L'analyse de ces simulations permettra ensuite de s'intéresser à des simulations de plus en plus réalistes tout en distinguant les effets dûs à chaque hypothèse. L'analyse statistique de ces simulations m'a permis de constater que le comportement moyen d'un petit groupe est similaire à celui des amas plus grands utilisés pour décrire le scénario standard d'évolution : malgré l'absence de la phase d'effondrement du coeur, j'ai pu constater la formation de binaires très serrées, dont l'origine précise reste à éclaircir. Une différence notable avec le scénario standard est l'évolution très différente d'une fraction non négligeable (17%) des simulations effectuées, marquée par l'éjection d'une binaire massive entraînant la dissolution de l'amas.

Je me suis ensuite intéressé à la correspondance entre l'état dynamique initial des simulations et l'état final caractérisé par les observations. L'objectif de cette démarche est d'identifier des signatures observables permettant de remonter aux conditions initiales. J'ai pu

montrer que la mesure précise (à mieux que 0.1 km/s) de la vitesse à 3 dimension pouvait lever la dégénérescence induite par la mesure de densité. Ce résultat varie en fonction de l'âge de l'amas et doit être étendu dans le cas d'un amas possédant initialement une population de binaire.

Le chapitre 4 présente une application précise de la méthode de reverse engineering à  $\eta$  Chamaeleontis : cette association, dont les propriétés observationnelles sont bien connues, possède des caractéristiques propres aux amas évolués dynamiquement : il ne possède aucune étoile de faible masse ni aucune binaire large. J'ai cherché à déterminer si des hypothèses usuelles (IMF log-normale, 100% de binaires possédant une distribution de période suivant Kroupa (1995c)) permettaient de reproduire ces caractéristiques. En conclusion de l'analyse effectuée sur un grand nombre de configurations initiales, il ressort que les propriétés de cet amas ne s'expliquent pas par la dynamique, ce qui implique qu'il se soit formé avec une IMF pauvre en membres de faible masse et une absence de binaire à large séparation.

Au cours de ces différents travaux, je me suis intéressé en particulier au rôle des binaires dans l'évolution dynamique, ce qui a donné les pistes de réflexion suivantes : le chapitre 3 a révélé la présence possible de binaires serrées dans les petits groupes, dont le rôle sur la dynamique peut être déterminant. Il serait utile d'examiner leur rôle et leur formation plus en détail, notamment pour améliorer notre compréhension globale des observations du champ et des amas. Enfin, le chapitre 4 a montré que la dissolution des petits amas menait à la formation de binaires larges stables (sur 10 Myr). Ce résultat est préliminaire et nécessiterait d'être confirmé par une étude plus approfondie. Dans ce qui suit je détaille les perspectives à plus long termes.

## 5.2 Confrontation des données existantes aux simulations

L'étude de la dynamique des petits groupes stellaires présentée Chap. 3 a pour vocation (1) de mieux comprendre et caractériser leurs dynamiques, (2) d'identifier et exploiter des diagnostics observationnels permettant de remonter aux conditions de formation des associations connues, et (3) d'apporter des informations supplémentaires concernant l'origine de la population du champ.

Ces trois objectifs nécessitent de considérer des simulations plus réalistes que celles analysées jusqu'à présent, en examinant les effets d'une population de binaire initiale dont on pourra faire varier les propriétés (distribution de période, fraction de binaire et rapport de masse). Cela donnera une meilleure mesure des différentes évolutions possibles sous les effets stochastiques. Nous pourrions étudier plus en détails l'évolution moyenne de la densité, la mise en place de la ségrégation de masse, les phénomènes d'éjection, la formation et la destruction de systèmes multiples. La sensibilité au spectre de masse pourrait être estimée en considérant par exemple des groupes qui présentent des fonctions de masse extrêmes (sur-représentation de membres très massifs de type étoile O, ou possédant un manque d'étoile de faible masse). L'étude approfondie de la dynamique d'un groupe ouvrira la voie à celle de la dynamique de plusieurs petits groupes, qui pourrait représenter un mode de formation stellaire important : l'interaction entre petits groupes peut mener à la formation



d'un groupe plus large de plusieurs centaines d'étoiles, ou bien produire une population peu dense se dispersant dans le champ.

A partir d'un ensemble de simulations réaliste nous pourrions considérer la correspondance  $CI \iff Obs$ , en étudiant comment des mesures observationnelles d'âge, densité, distribution spatiale, cinématique et population de binaire peuvent être associées à un état dynamique initial unique. Il sera intéressant de mettre ces connaissances en application sur des groupes tels que ceux détaillés dans Torres et al. (2008) comme  $\beta$  pictoris ou TWa. Dans cette perspective, il faudra effectuer un travail de synthèse des résultats observationnels, notamment en compilant les données de nombreux surveys en imagerie pour en extraire l'information sur la fraction de binaires. Ce travail de synthèse avait débuté au cours de ma troisième année de thèse, en collaboration avec Gaël Chauvin et Gaspard Duchêne, d'expertise plus observationnelle. L'ensemble de ces données ne sera pas traité de manière détaillée (tel que dans le Chap. 4), mais plutôt de manière globale, proche de la démarche adoptée dans Marks & Kroupa (2012). Une des ambitions de ce projet est de pouvoir estimer la diversité des conditions de formation des associations considérées.

Remplir un tel objectif peut aussi passer par la population du champ : nous pourrions envisager de chercher à reproduire les observations du champ de la même façon que celles des amas stellaires. Ce travail donnerait un point de vue alternatif à celui proposé par les travaux pionniers de Kroupa (1995a,c,b), et apporterait peut être des éclaircissements concernant les origines de la population de binaires du champ et des amas (King et al. 2012a).

### 5.3 Prochains résultats sur la cinématique et l'astrométrie : GAIA, DANCE.

Avant la fin de ma thèse, précisément le 20 Décembre, aura lieu le lancement du satellite GAIA, une mission ESA prévue pour durer 5 ans qui devrait révolutionner notre connaissance de la structure galactique. Ce satellite effectuera des mesures astrométriques (parallaxe, mouvement propre et positions dans le ciel) sur l'ensemble des objets du ciel jusqu'à une magnitude 20 en bande  $G$ , excluant les objets les plus brillants ( $G < 6$  mag), avec une précision de l'ordre de la  $\mu\text{as}$  (i.e  $25 \mu\text{as}$  à  $G = 15$  mag). Cette précision est atteinte notamment par la combinaison de nombreuses mesures : en moyenne une étoile sera observée 70 fois en cinq ans. Des mesures spectroscopiques, limitées aux étoiles jusqu'à magnitude 16 (en bande  $G$ ), donneront accès à la troisième composante de la vitesse, complétées par des observations au sol avec le spectrographe haute résolution FLAMES et UVES au VLT (GAIA-ESO Surveys), ce qui donnera accès à une précision de l'ordre de 0.5 km/s sur les vitesses radiales. La couverture et la sensibilité des instruments permettra donc de mesurer la position dans l'espace des phases d'un très large ensemble d'étoiles du champ et membres d'amas stellaires<sup>1</sup>. Toutefois, ces mesures seront limitées par l'extinction dans les régions de formation stellaire ou dans les amas enfouis, du fait de la limitation à la bande  $G$ . L'exploitation de cette mine d'informations à venir encourage à poursuivre le travail sur la dynamique présenté dans cette thèse, notamment pour préparer l'utilisation des données

1. Pour comparaison, la mission Hipparcos avait observé 120 000 objets, et GAIA devrait pouvoir atteindre le milliard d'objets.

sur les vitesses.

De façon complémentaire à GAIA, le projet DANCe (Dynamical Analysis of Nearby Clusters) devrait apporter des contraintes fortes sur le mouvement propre des amas stellaires. Mené par Hervé Bouy (Bouy et al. 2013), ce projet vise à obtenir des mesures précises de mouvement propre d'objets peu lumineux (à mieux que  $1 \text{ mas yr}^{-1}$  jusqu'à  $i = 22 \text{ mag}$ ) dans les régions de formation stellaires ou jeunes ( $< 400 \text{ Myr}$ ) et proches ( $< 1 \text{ kpc}$ ). La méthode consiste à compiler et à combiner un grand nombre de mesures issues de large surveys en imagerie depuis le sol. À partir de la mesure de mouvement propre, cette méthode permet de distinguer les membres d'un groupe des objets du champ, et ce, d'une manière indépendante des modèles d'évolution et de la variabilité propre à chaque objet. L'objectif du projet DANCe est d'obtenir une mesure fiable de l'ensemble du spectre de masse et de la cinématique de divers groupes stellaires (dont, par exemple, les Pleiades, le Taureau,  $\eta \text{ Cha}$ ; liste dans Bouy et al. 2011). Dans la continuité du travail présenté dans le Chap. 4, il serait particulièrement intéressant d'utiliser cet outil pour rechercher des membres éjectés ayant appartenu à  $\eta \text{ Cha}$  et pour obtenir une nouvelle estimation de sa fonction de masse.

## 5.4 Vers les simulations mixtes N-Corps + Hydro

Au cours de cette thèse, j'ai suivi une approche purement N-Corps pour étudier la dynamique des groupes stellaires. Ainsi, dans toutes les conditions initiales considérées j'ai fait l'hypothèse que le gaz était absent ou avait un rôle négligeable sur la dynamique stellaire. Or, plusieurs million d'années peuvent séparer les premières phases de formation stellaire d'un état où le gaz contenu au sein d'un amas jeune a été complètement éjecté. L'extinction présente dans certains amas, tels que Serpens ou Ophiucus, témoigne de la présence de gaz. De plus, les simulations hydrodynamiques de formation stellaire (Bate 2009; Federrath et al. 2010; Bonnell et al. 2011) montrent l'importance de la dynamique des régions encore en formation, où les "étoiles" s'agrègent en groupes et où, par exemple, des phénomènes d'éjection peuvent être observés. Une part importante de la dynamique peut donc avoir lieu avant l'éjection du gaz, affectant l'ensemble de ses propriétés. Pour pouvoir considérer des états initiaux plus proches de ce que produisent les simulations hydrodynamiques, il est donc nécessaire de modéliser l'action du gaz sur la dynamique stellaire.

La modélisation du gaz est d'abord passé par l'ajout d'un potentiel en arrière plan (souvent sous forme de distribution sphérique) éventuellement décroissant dans le temps (Baumgardt & Kroupa 2007). Pour rendre l'interaction étoile-gaz plus réaliste (où l'interaction est réciproque), de nouveaux codes mixtes N-Corps et Hydro sont mis en place. Il existe par exemple l'outil AMUSE (Pelupessy et al. 2013, pour Astrophysical Multipurpose Environment) qui combine plusieurs codes aux fonctionnalités bien distinctes afin de pouvoir simuler des phénomènes mêlant hydrodynamique, évolution stellaire, dynamique N-Corps. D'approche plus centrée sur la modélisation de la dynamique en présence de gaz, un code hybride SPH+N-Corps a été développé par David Hubber (Hubber et al. 2013) en intégrant un traitement N-Corps<sup>2</sup> à un code SPH (SEREN, voir Hubber et al. 2011). Le traitement des interactions multiples, en cours d'implémentation, assurera un suivi précis de la dyna-

2. de type hermite d'ordre 4 pour les étoiles et leapfrog pour le mouvement des particules gazeuses

mique. La combinaison d'un code hydrodynamique et d'un code N-Corps est également prévu dans le cadre du projet DESC conduit par Estelle Moraux. Ce projet est en cours de développement, par Thomas Maschberger, et a pour but de coupler le code SPH VINE au code NBODY6 (Aarseth 1999). L'utilisation de NBODY6 garantit un suivi précis des interactions dynamique. Une fois le couplage achevé, il sera alors possible d'exploiter la rapidité de ses codes pour effectuer de larges ensembles de simulations pour apporter des contraintes sur l'état dynamique à l'issue du processus de formation stellaire.



# Bibliographie

- Aarseth, S. J. 1972, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 31, IAU Colloq. 10 : Gravitational N-Body Problem, ed. M. Lecar, 373 (Non cité.)
- Aarseth, S. J. 1985, in *Multiple time scales*, p. 377 - 418, ed. J. U. Brackbill & B. I. Cohen, 377–418 (Non cité.)
- Aarseth, S. J. 1999, *PASP*, 111, 1333 (Non cité.)
- Aarseth, S. J., Anosova, J. P., Orlov, V. V., & Szebehely, V. G. 1994, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 58, 1 (Non cité.)
- Aarseth, S. J. & Zare, K. 1974, *Celestial Mechanics*, 10, 185 (Non cité.)
- Abt, H. A. 2006, *ApJ*, 651, 1151 (Non cité.)
- Adams, F. C., Proszkow, E. M., Fatuzzo, M., & Myers, P. C. 2006, *ApJ*, 641, 504 (Non cité.)
- Adams, T., Davies, M. B., Jameson, R. F., & Scally, A. 2002, *MNRAS*, 333, 547 (Non cité.)
- Ahmad, A. & Cohen, L. 1973, *Journal of Computational Physics*, 12, 389 (Non cité.)
- Allison, R. J., Goodwin, S. P., Parker, R. J., et al. 2009, *ApJL*, 700, L99 (Non cité.)
- Anders, P., Baumgardt, H., Bissantz, N., & Portegies Zwart, S. 2009, *MNRAS*, 395, 2304 (Non cité.)
- Anders, P., Baumgardt, H., Gaburov, E., & Portegies Zwart, S. 2012, *MNRAS*, 421, 3557 (Non cité.)
- André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, *AAP*, 518, L102 (Non cité.)
- Barnes, J. & Hut, P. 1986, *Nat*, 324, 446 (Non cité.)
- Bastian, N., Covey, K. R., & Meyer, M. R. 2010, *ARAA*, 48, 339 (Non cité.)
- Bastian, N., Gieles, M., Goodwin, S. P., et al. 2008, *MNRAS*, 389, 223 (Non cité.)
- Bastian, N. & Goodwin, S. P. 2006, *MNRAS*, 369, L9 (Non cité.)
- Basu, S. & Jones, C. E. 2004, *MNRAS*, 347, L47 (Non cité.)
- Basu, S. & Vorobyov, E. I. 2012, *ApJ*, 750, 30 (Non cité.)
- Bate, M. R. 2009, *MNRAS*, 397, 232 (Non cité.)
- Bate, M. R. 2012, *MNRAS*, 419, 3115 (Non cité.)
- Bate, M. R. & Bonnell, I. A. 2005, *MNRAS*, 356, 1201 (Non cité.)

- Bate, M. R., Bonnell, I. A., & Bromm, V. 2003, *MNRAS*, 339, 577 (Non cité.)
- Baumgardt, H. & Kroupa, P. 2007, *MNRAS*, 380, 1589 (Non cité.)
- Beust, H. 2003, *AAP*, 400, 1129 (Non cité.)
- Beuther, H., Churchwell, E. B., McKee, C. F., & Tan, J. C. 2007, *Protostars and Planets V*, 165 (Non cité.)
- Binney, J. & Tremaine, S. 2008, *Galactic Dynamics : Second Edition* (Princeton University Press) (Non cité.)
- Bochanski, J. J., Hawley, S. L., Covey, K. R., et al. 2010, *ApJ*, 139, 2679 (Non cité.)
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2001, *MNRAS*, 323, 785 (Non cité.)
- Bonnell, I. A., Smith, R. J., Clark, P. C., & Bate, M. R. 2011, *MNRAS*, 410, 2339 (Non cité.)
- Bouy, H., Bertin, E., Cuillandre, J. C., et al. 2011, in *Stellar Clusters AMP Associations : A RIA Workshop on Gaia*, 103–107 (Non cité.)
- Bouy, H., Bertin, E., Moraux, E., et al. 2013, *AAP*, 554, A101 (Non cité.)
- Box, G. E. P. & Muller, M. E. 1985, *Ann. Math. Statist.*, 29, 610 (Non cité.)
- Brandeker, A., Jayawardhana, R., Khavari, P., Haisch, J. K. E., & Mardones, D. 2006, *ApJ*, 652, 1572 (Non cité.)
- Brandeker, A., Jayawardhana, R., & Najita, J. 2003, *ApJ*, 126, 2009 (Non cité.)
- Bressert, E., Bastian, N., Gutermuth, R., et al. 2010, *MNRAS*, 409, L54 (Non cité.)
- Burgasser, A. J., Reid, I. N., Sieglar, N., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, 427 (Non cité.)
- Casertano, S. & Hut, P. 1985, *ApJ*, 298, 80 (Non cité.)
- Chabrier, G. 2003, *PASP*, 115, 763 (Non cité.)
- Chabrier, G. 2005, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 327, *The Initial Mass Function 50 Years Later*, ed. E. Corbelli, F. Palla, & H. Zinnecker, 41 (Non cité.)
- Chelnokov, Y. N. 1993, *Cosmic Research*, 30, 612 (Non cité.)
- de Grijs, R., Gilmore, G. F., Johnson, R. A., & Mackey, A. D. 2002, *MNRAS*, 331, 245 (Non cité.)
- de La Fuente Marcos, R. & de La Fuente Marcos, C. 2000, *ApSS*, 271, 127 (Non cité.)
- Duchêne, G. 1999, *AAP*, 341, 547 (Non cité.)
- Duchêne, G. & Kraus, A. 2013, *ARAA*, 51, 269 (Non cité.)
- Duquennoy, A. & Mayor, M. 1991, *AAP*, 248, 485 (Non cité.)

- Federrath, C., Banerjee, R., Clark, P. C., & Klessen, R. S. 2010, *ApJ*, 713, 269 (Non cité.)
- Galli, P. A. B., Bertout, C., Teixeira, R., & Ducourant, C. 2013, *AAP*, 558, A77 (Non cité.)
- Gieles, M., Moeckel, N., & Clarke, C. J. 2012, *MNRAS*, 426, L11 (Non cité.)
- Gieles, M. & Portegies Zwart, S. F. 2011, *MNRAS*, 410, L6 (Non cité.)
- Girichidis, P., Federrath, C., Banerjee, R., & Klessen, R. S. 2011, *MNRAS*, 413, 2741 (Non cité.)
- Goodman, J. 1987, *ApJ*, 313, 576 (Non cité.)
- Goodman, J. & Hut, P. 1993, *ApJ*, 403, 271 (Non cité.)
- Goodwin, S. P. & Whitworth, A. P. 2004, *AAP*, 413, 929 (Non cité.)
- Hamilton, W. R. 1844, *Proceedings of the Royal Irish Academy*, 3 (Non cité.)
- Heggie, D. & Hut, P. 2003, *The Gravitational Million-Body Problem : A Multidisciplinary Approach to Star Cluster Dynamics* (Non cité.)
- Heggie, D. C. & Mathieu, R. D. 1986, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 267, *The Use of Supercomputers in Stellar Dynamics*, ed. P. Hut & S. L. W. McMillan, 233 (Non cité.)
- Heggie, D. C., Trenti, M., & Hut, P. 2006, *MNRAS*, 368, 677 (Non cité.)
- Hennebelle, P. & Chabrier, G. 2008, *ApJ*, 684, 395 (Non cité.)
- Hennebelle, P., Commerçon, B., Joos, M., et al. 2011, *AAP*, 528, A72 (Non cité.)
- Hénon, M. 1965, *Annales d'Astrophysique*, 28, 62 (Non cité.)
- Hénon, M. 1971a, *ApSS*, 13, 284 (Non cité.)
- Hénon, M. H. 1971b, *ApSS*, 14, 151 (Non cité.)
- Henry, T. J. & McCarthy, Jr., D. W. 1990, *ApJ*, 350, 334 (Non cité.)
- Hillenbrand, L. A. & Hartmann, L. W. 1998, *ApJ*, 492, 540 (Non cité.)
- Hockney, R. W. & Eastwood, J. W. 1981, *Computer Simulation Using Particles* (Non cité.)
- Huang, T.-Y. & Innanen, K. A. 1983, *ApJ*, 88, 870 (Non cité.)
- Hubber, D. A., Allison, R. J., Smith, R., & Goodwin, S. P. 2013, *MNRAS*, 430, 1599 (Non cité.)
- Hubber, D. A., Batty, C. P., McLeod, A., & Whitworth, A. P. 2011, *AAP*, 529, A27 (Non cité.)
- Hurley, J. R., Pols, O. R., & Tout, C. A. 2000, *MNRAS*, 315, 543 (Non cité.)

- Jeffries, R. D. 2012, in EAS Publications Series, Vol. 57, EAS Publications Series, ed. C. Reylé, C. Charbonnel, & M. Schultheis, 45–89 (Non cité.)
- Jilinski, E., Ortega, V. G., & de la Reza, R. 2005, *ApJ*, 619, 945 (Non cité.)
- King, I. 1962, *ApJ*, 67, 471 (Non cité.)
- King, R. R., Goodwin, S. P., Parker, R. J., & Patience, J. 2012a, *MNRAS*, 427, 2636 (Non cité.)
- King, R. R., Parker, R. J., Patience, J., & Goodwin, S. P. 2012b, *MNRAS*, 421, 2025 (Non cité.)
- Kirk, H. & Myers, P. C. 2012, *ApJ*, 745, 131 (Non cité.)
- Köhler, R. & Petr-Gotzens, M. G. 2002, *ApJ*, 124, 2899 (Non cité.)
- Kouwenhoven, M. B. N., Goodwin, S. P., Parker, R. J., et al. 2010, *MNRAS*, 404, 1835 (Non cité.)
- Kraus, A. L. & Hillenbrand, L. A. 2012, ArXiv e-prints (Non cité.)
- Kraus, A. L., Ireland, M. J., Martinache, F., & Hillenbrand, L. A. 2011, *ApJ*, 731, 8 (Non cité.)
- Kraus, A. L., Ireland, M. J., Martinache, F., & Lloyd, J. P. 2008, *ApJ*, 679, 762 (Non cité.)
- Kroupa, P. 1995a, *MNRAS*, 277, 1491 (Non cité.)
- Kroupa, P. 1995b, *MNRAS*, 277, 1522 (Non cité.)
- Kroupa, P. 1995c, *MNRAS*, 277, 1507 (Non cité.)
- Kroupa, P. 2002, *Science*, 295, 82 (Non cité.)
- Kroupa, P., Aarseth, S., & Hurley, J. 2001, *MNRAS*, 321, 699 (Non cité.)
- Kroupa, P. & Bouvier, J. 2003, *MNRAS*, 346, 343 (Non cité.)
- Kroupa, P., Weidner, C., Pflamm-Altenburg, J., et al. 2011, ArXiv e-prints (Non cité.)
- Kustaanheimo, P. & Stiefel, E. 1965, *Reine Angew. Math.*, 218, 204 (Non cité.)
- Lada, C. J. & Lada, E. A. 2003, *ARAA*, 41, 57 (Non cité.)
- Lawson, W. & Feigelson, E. D. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 243, *From Darkness to Light : Origin and Evolution of Young Stellar Clusters*, ed. T. Montmerle & P. André, 591–+ (Non cité.)
- Levi-Civita, T. 1920, *Acta Mathematica*, 42, 99 (Non cité.)
- López Marti, B., Jiménez-Esteban, F., Bayo, A., et al. 2013, *AAP*, 556, A144 (Non cité.)
- Luhman, K. L. 2004, *ApJ*, 616, 1033 (Non cité.)
- Luhman, K. L., Mamajek, E. E., Allen, P. R., & Cruz, K. L. 2009, *ApJ*, 703, 399 (Non cité.)



- Luhman, K. L. & Steeghs, D. 2004, *ApJ*, 609, 917 (Non cité.)
- Lynden-Bell, D. & Wood, R. 1968, *MNRAS*, 138, 495 (Non cité.)
- Lyo, A.-R., Lawson, W. A., & Bessell, M. S. 2004a, *MNRAS*, 355, 363 (Non cité.)
- Lyo, A.-R., Lawson, W. A., Feigelson, E. D., & Crause, L. A. 2004b, *MNRAS*, 347, 246 (Non cité.)
- Lyo, A.-R., Lawson, W. A., Mamajek, E. E., et al. 2003, *MNRAS*, 338, 616 (Non cité.)
- Lyo, A.-R., Song, I., Lawson, W. A., Bessell, M. S., & Zuckerman, B. 2006, *MNRAS*, 368, 1451 (Non cité.)
- Mac Low, M.-M. & Klessen, R. S. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125 (Non cité.)
- Mamajek, E. E., Lawson, W. A., & Feigelson, E. D. 1999, *ApJl*, 516, L77 (Non cité.)
- Mardling, R. A. 1995, *ApJ*, 450, 722 (Non cité.)
- Marks, M. & Kroupa, P. 2012, *AAP*, 543, A8 (Non cité.)
- Marks, M., Kroupa, P., & Oh, S. 2011, *ArXiv e-prints* (Non cité.)
- Maschberger, T. 2012, *ArXiv e-prints* (Non cité.)
- Maschberger, T. 2013a, *MNRAS*, 429, 1725 (Non cité.)
- Maschberger, T. 2013b, *MNRAS* (Non cité.)
- McKee, C. F. & Ostriker, E. C. 2007, *ARAA*, 45, 565 (Non cité.)
- Meyer, M. R., Adams, F. C., Hillenbrand, L. A., Carpenter, J. M., & Larson, R. B. 2000, *Protostars and Planets IV*, 121 (Non cité.)
- Mikkola, S. & Aarseth, S. J. 1993, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 57, 439 (Non cité.)
- Mikkola, S. & Aarseth, S. J. 1998, *Nat*, 3, 309 (Non cité.)
- Miller, G. E. & Scalo, J. M. 1979, *ApJs*, 41, 513 (Non cité.)
- Moeckel, N. & Bate, M. R. 2010, *MNRAS*, 404, 721 (Non cité.)
- Moeckel, N. & Bonnell, I. A. 2009, *MNRAS*, 400, 657 (Non cité.)
- Moeckel, N. & Clarke, C. J. 2011, *MNRAS*, 415, 1179 (Non cité.)
- Morau, E., Bouvier, J., Stauffer, J. R., Barrado y Navascués, D., & Cuillandre, J.-C. 2007a, *AAP*, 471, 499 (Non cité.)
- Morau, E., Bouvier, J., Stauffer, J. R., & Cuillandre, J.-C. 2003, *AAP*, 400, 891 (Non cité.)

- Morau, E., Kroupa, P., & Bouvier, J. 2004, *AAP*, 426, 75 (Non cité.)
- Morau, E., Lawson, W. A., & Clarke, C. 2007b, *AAP*, 473, 163 (Non cité.)
- Murphy, S. J., Lawson, W. A., & Bessell, M. S. 2010, *MNRAS*, 406, L50 (Non cité.)
- Nakamura, F. & Li, Z.-Y. 2005, *ApJ*, 631, 411 (Non cité.)
- Offner, S. R., Clark, P., Hennebelle, P., et al. 2013, *Protostars and Planets V* (Non cité.)
- Ortega, V. G., Jilinski, E., de la Reza, R., & Bazzanella, B. 2009, *ApJ*, 137, 3922 (Non cité.)
- Padoan, P. & Nordlund, Å. 2002, *ApJ*, 576, 870 (Non cité.)
- Parker, R. J., Bouvier, J., Goodwin, S. P., et al. 2011a, *MNRAS*, 412, 2489 (Non cité.)
- Parker, R. J. & Goodwin, S. P. 2011, *MNRAS*, 411, 891 (Non cité.)
- Parker, R. J. & Goodwin, S. P. 2012, *MNRAS*, 424, 272 (Non cité.)
- Parker, R. J., Goodwin, S. P., & Allison, R. J. 2011b, *ArXiv e-prints* (Non cité.)
- Parker, R. J., Goodwin, S. P., Kroupa, P., & Kouwenhoven, M. B. N. 2009, *MNRAS*, 397, 1577 (Non cité.)
- Parker, R. J., Maschberger, T., & Alves de Oliveira, C. 2012, *MNRAS*, 426, 3079 (Non cité.)
- Pelupessy, F. I., van Elteren, A., de Vries, N., et al. 2013, *AAP*, 557, A84 (Non cité.)
- Plummer, H. C. 1911, *MNRAS*, 71, 460 (Non cité.)
- Portegies Zwart, S. F., McMillan, S. L. W., Hut, P., & Makino, J. 2001, *MNRAS*, 321, 199 (Non cité.)
- Proszkow, E.-M. & Adams, F. C. 2009, *ApJs*, 185, 486 (Non cité.)
- Raghavan, D., McAlister, H. A., Henry, T. J., et al. 2010, *ApJs*, 190, 1 (Non cité.)
- Reggiani, M. M. & Meyer, M. R. 2011, *ArXiv e-prints* (Non cité.)
- Reid, I. N., Cruz, K. L., Allen, P., et al. 2004, *ApJ*, 128, 463 (Non cité.)
- Reipurth, B. & Clarke, C. 2001, *ApJ*, 122, 432 (Non cité.)
- Reipurth, B., Guimarães, M. M., Connelley, M. S., & Bally, J. 2007, *ApJ*, 134, 2272 (Non cité.)
- Reipurth, B. & Mikkola, S. 2012, *Nat*, 492, 221 (Non cité.)
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161 (Non cité.)
- Scally, A., Clarke, C., & McCaughrean, M. J. 1999, *MNRAS*, 306, 253 (Non cité.)
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARAA*, 25, 23 (Non cité.)

- Song, I., Zuckerman, B., & Bessell, M. S. 2004, *ApJ*, 600, 1016 (Non cité.)
- Spitzer, Jr., L. & Hart, M. H. 1971, *ApJ*, 164, 399 (Non cité.)
- Springel, V. 2010, *ARAA*, 48, 391 (Non cité.)
- Stamatellos, D., Hubber, D. A., & Whitworth, A. P. 2007, *MNRAS*, 382, L30 (Non cité.)
- Stamatellos, D. & Whitworth, A. P. 2009, *MNRAS*, 392, 413 (Non cité.)
- Sterzik, M. F. & Durisen, R. H. 1998, *AAP*, 339, 95 (Non cité.)
- Thies, I. & Kroupa, P. 2007, *ApJ*, 671, 767 (Non cité.)
- Thies, I. & Kroupa, P. 2008, *MNRAS*, 390, 1200 (Non cité.)
- Thies, I., Kroupa, P., Goodwin, S. P., Stamatellos, D., & Whitworth, A. P. 2010, *ApJ*, 717, 577 (Non cité.)
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., Melo, C. H. F., & Sterzik, M. F. 2008, *Young Nearby Loose Associations*, ed. B. Reipurth, 757 (Non cité.)
- Tout, C. A., Aarseth, S. J., Pols, O. R., & Eggleton, P. P. 1997, *MNRAS*, 291, 732 (Non cité.)
- Tutukov, A. V. 1978, *AAP*, 70, 57 (Non cité.)
- van Albada, T. S. 1968, *BAIN*, 19, 479 (Non cité.)
- Waldvogel, J. 2008, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 102, 149 (Non cité.)
- Whitworth, A. P. & Stamatellos, D. 2006, *AAP*, 458, 817 (Non cité.)
- Williamson, R. E. & Chandrasekhar, S. 1941, *ApJ*, 93, 305 (Non cité.)



---

**Abstract :**

Understanding the star formation process is a key issue in astronomy. Since direct observation provide only very limited information, this issue is investigated by models. Such models need to take into account complex physical processes while following the gas dynamics, so that simulations need a lot of time to run and do not follow the star formation process for longer than 0.2 Myr. The best known observational results concerns the field population, evolved open clusters or younger clusters or associations, which are between 1 Myr and a few Gyr old. Therefore in order to compare the results from models to known observations, we need to bridge the gap between the two.

Star formation appears to produce groups of stars from the collapse of turbulent molecular clouds. As stars form, the gas is progressively ejected from the cluster, and the evolution is dominated by gravitational interactions. Following the dynamical evolution of a group of star using N-Body codes is a standard way used to constraint the models and understand the origin of the different populations.

Star formation may produce sub-structure or small groups that merge to form bigger entities, or end up as loose association. In my thesis I focused on the dynamics of small groups, that have not been investigated as thoroughly as 1000 or  $10^4$  star groups. I performed N-Body simulations of small stellar groups, with  $N < 100$ , in order to study their dynamics using a statistical approach, made possible by running a large number of simulations, and to find some observational signatures of given initial conditions. This approach enable to take full account of stochastic effects due to dynamical interactions.

Using a large number of initial configurations (with  $N=20, 50, 100$ , a typical radius from 0.025 pc to 1 pc) and a sample of 500 simulations per configuration, I looked at equal mass groups as well as groups having a mass spectrum, without any binary initially. Such small groups show similar evolution to bigger groups, but with faster and less pronounced collapse phase. I described the average behaviour of slow expansion of the cluster, and an alternative evolution, occurring with 17% probability, that ended in the complete dissolution of the group due to ejection of a central binary. Searching for a way to identify the initial configuration from observational measure, I looked at the complementarity of density and 3D velocity and was able to show that it could be sufficient in some cases to determine the initial density. Further investigations are needed to take into account the information on the binary population and will be used to investigate the formation of known associations or young regions.

Finally, I ran a large number of simulations, aiming at reproducing the observed state of the  $\eta$  Chamaeleontis from standard initial conditions and pure dynamical evolution. This association properties are consistent with a dynamical evolved cluster, namely low-mass object poor and having only tight binaries. I showed that these properties cannot be reproduced with pure dynamical evolution from standard initial mass function and binary population, meaning that its particular features must have been pristine.

---

---

## Résumé :

Comprendre le processus de formation stellaire est un objectif majeur en astronomie. Sur ce sujet les observations ne donnent que très peu d'information, et les modèles numériques sont donc naturellement privilégiés. De tels modèles s'attachent à suivre la dynamique du gaz, sous l'effet de processus physique variés, ce qui nécessite un temps de calcul très important et ne permet pas de modéliser l'évolution au delà de 0.2 Myr environ. Or les résultats observationnels sont essentiellement issus du champ galactique proche, des amas évolués, voire des régions jeunes ou associations d'étoiles, dont l'âge peut varier de 1 Myr à quelques Gyr. Par conséquent, il est nécessaire pour comparer les résultats des modèles aux observations de comprendre ce qu'il se passe durant cet intervalle de temps.

La formation stellaire tend à produire des étoiles en groupes, à partir de l'effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire turbulent. À mesure que les étoiles se forment, le gaz est éjecté et l'évolution est dominée par les interactions gravitationnelles. Suivre l'évolution sous l'effet de ces interactions est couramment utilisé afin de contraindre les modèles et de mieux comprendre l'origine des populations stellaires observées.

Les étoiles se forment en sous-groupes ou structures hiérarchisées, qui peuvent ensuite fusionner pour donner des amas stellaires proche des amas ouverts, ou au contraire finir en associations distinctes. Dans ma thèse, je me suis intéressé à l'évolution dynamique de petits groupes d'étoiles, jusqu'alors peu étudiés par rapport aux groupes à 1000 ou  $10^4$  étoiles. J'ai simulé l'évolution de groupes à  $N < 100$ , dans le but d'en étudier la dynamique d'un point de vue statistique, grâce notamment au grand nombre de simulations effectuées, et afin d'identifier les signatures observationnelles propres à une situation initiale donnée.

À partir d'un grand nombre de configurations initiales (avec  $N=20, 50, 100$ , un rayon typique de 0.025 pc à 1 pc) et 500 simulations par configurations, j'ai étudié l'évolution dynamique de groupes composés d'étoiles de même masse ou comprenant un spectre de masse, et sans population de binaire initiale. L'évolution de tels groupes s'est révélée similaire à celle de groupes plus grands, mais avec une phase d'effondrement plus rapide et surtout moins prononcée. Je décris le comportement moyen menant à une lente expansion de l'amas, ainsi qu'une voie d'évolution très différente, apparaissant dans 17% des cas étudiés, où l'amas est complètement dispersé suite à l'éjection d'une binaire centrale serrée. J'ai également recherché dans quelle mesure les données en densité et en vitesse 3D pouvaient permettre d'identifier l'état dynamique initial d'un groupe. L'utilisation de ces seules données suffisait dans certains cas à déterminer la densité initiale, mais elles devraient être complétées par des données concernant la population de binaire. Ce travail pourra être mis en application pour étudier l'origine dynamique d'association ou de groupes stellaires connus.

Enfin, j'ai effectué un grand nombre de simulations numériques dans le but de reproduire l'état observé de l'amas  $\eta$  Chamaeleontis par pure évolution dynamique à partir de conditions initiales standards. Cette association présente des caractéristiques d'amas évolué, telle que son spectre de masse pauvre en objets de faible masse et l'absence de binaires larges. Je montre que ces propriétés ne peuvent pas être reproduites uniquement par la dynamique, et sont donc les traces d'un processus de formation non standard.

---