

Université de Montréal

Transfert radiatif numérique pour un code SPH

par

Serge Viau

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en physique

avril, 2001



©Serge Viau, 2001

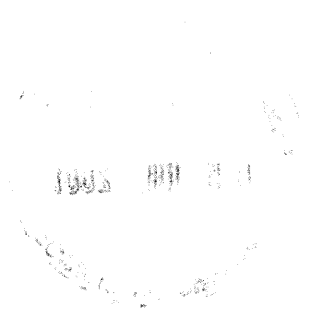
QC

3

U54

2001

v. 007



Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

Transfert radiatif numérique pour un code SPH

présentée par:

Serge Viau

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Gilles Fontaine,	président-rapporteur
Pierre Bastien,	directeur de recherche
François Wesemael,	membre du jury
Willy Benz,	examineur externe

Thèse acceptée le:

Sommaire

Le besoin de reproduire la formation d'étoiles par simulations numériques s'est fait de plus en plus présent au cours des 30 dernières années. Depuis Larson (1968), les codes de simulations n'ont eu de cesse de s'améliorer. D'ailleurs, en 1977, Lucy introduit une autre méthode de calcul venant concurrencer la méthode par grille. Cette nouvelle façon de calculer utilise en effet des points à défaut d'utiliser des grilles, ce qui est une bien meilleure adaptation aux calculs d'un effondrement gravitationnel. Il restait cependant le problème d'ajouter le transfert radiatif à un tel code. Malgré la proposition de Brookshaw (1984), qui nous montre une formule permettant d'ajouter le transfert radiatif sous la forme SPH tout en évitant la double sommation gênante qu'elle implique, aucun code SPH à ce jour ne contient un transfert radiatif satisfaisant. Cette thèse présente pour la première fois un code SPH muni d'un transfert radiatif adéquat. Toutes les difficultés ont pu être surmontées afin d'obtenir finalement le transfert radiatif "vrai" qui survient dans l'effondrement d'un nuage moléculaire. Pour vérifier l'intégrité de nos résultats, une comparaison avec le *nonisothermal test case* de Boss & Myhill (1993) nous révèle un résultat fort satisfaisant. En plus de suivre fidèlement la courbe de l'évolution de la température centrale en fonction de la densité centrale, notre code est exempt de toutes les anomalies rencontrées par les codes par grille. Le test du cas de la conduction thermique nous a lui aussi servi à vérifier la fiabilité de notre code. Là aussi les résultats sont fort satisfaisants. Faisant suite à ces résultats, le code fut utilisé dans deux situations réelles de recherche, ce qui nous a permis de démontrer les nombreuses possibilités que nous donne notre nouveau code. Dans un premier temps, nous avons étudié le comportement de la température dans un disque d'accrétion durant son évolution. Ensuite nous avons refait en partie une expérience de Bonnell & Bastien (1993) qui tentait d'expliquer le phénomène FU Orionis. Bien que ces deux situations ne furent pas totalement approfondies dans notre

cas, nous réussissons tout de même à obtenir des résultats intéressants. Tout ceci nous ouvre la porte à de nombreuses possibilités de projets qui pourront certainement être effectués dans les années à venir.

Table des matières

Sommaire	iii
Liste des tableaux	vii
Liste des figures	viii
1 Survol historique	1
1.1 Les premières simulations	1
1.2 La poursuite des recherches	2
1.3 Nuages moléculaires cylindriques	6
1.4 Disques d'accrétion	9
1.5 Quelques travaux plus récents	11
2 Entrée en matière	13
2.1 La méthode de calcul numérique SPH: origine et critique	13
2.2 Description mathématique de SPH	14
2.3 Transfert radiatif en notation SPH : problème du deuxième degré . . .	17
2.4 Transfert radiatif dans SPH : problème résolu	19
2.4.1 Méthode de Brookshaw	19
2.4.2 Opacité de Rosseland	21
2.4.3 Thermodynamique	22
3 Intégration du transfert radiatif dans le code SPH	27
3.1 Mise au point	27
3.2 Résolution implicite	27
3.3 Particularité de la méthode de résolution	28
3.4 Conditions de bord	30

3.5	Le test du cas non isotherme	31
3.6	Test du cas de la conduction thermique	37
4	Applications	41
4.1	Motivation	41
4.2	Étude du disque d'accrétion	41
4.2.1	Paramètres de départ	41
4.2.2	Distribution en densité	44
4.2.3	Distribution en température	46
4.2.4	Taux d'accrétion de masse	52
4.2.5	Évolution densité-température	54
4.2.6	Calcul de la profondeur optique	58
4.2.7	Distribution du spectre d'énergie	60
4.3	Hypothèse sur l'effet FU Orionis	63
4.3.1	Mise en situation	63
4.3.2	Paramètres de départ	64
4.3.3	Taux d'accrétion	66
4.3.4	Évolution de la température	69
4.3.5	Critique	72
	Conclusion	75
	ANNEXE 1	78
	RÉFÉRENCES	81

Liste des tableaux

I	Comparaison entre les paramètres finals des codes de MB et de SPH (test du cas non isotherme)	35
II	Résultats des calculs d'effondrement de nuages moléculaires	47
III	Taux d'accrétion de masse du disque de cinq étoiles	54
IV	Résultats analytiques de la distribution en température au centre du disque	57
V	Données de base de Preisbich et al.	78
VI	Données de base de Preisbich et al. (suite I)	79
VII	Données de base de Preisbich et al. (suite II)	80

Liste des figures

1	Les quatre étapes de Shu de la formation d'une étoile	10
2	Opacité en fonction de la température	23
3	Contour en densité du test non isotherme de SPH	33
4	Contour en température du test non isotherme de SPH	34
5	Contour en densité du test non isotherme de Myhill & Boss (1993) . . .	35
6	Contour en température du test non isotherme de Myhill & Boss (1993)	36
7	Évolution de la densité et de la température centrale pour le test non isotherme	37
8	Test du cas de la conduction thermique	40
9	Disque d'accrétion dans le plan y-x	43
10	Disque d'accrétion dans le plan y-z	43
11	Densité en fonction du rayon du disque d'accrétion	45
12	Température en fonction du rayon du disque d'accrétion	48
13	Taux d'accrétion de masse en fonction du temps	53
14	Température en fonction de la densité du disque d'accrétion	55
15	Profondeur optique dans le nuage et dans le disque	59
16	Distribution du spectre d'énergie	61
17	Évolution dans le temps d'un système binaire	65
18	Évolution du taux d'accrétion	67
19	Évolution de la température	70
20	Évolution de la température (zoom)	71

Chapitre 1

Survol historique

1.1 Les premières simulations

Les premières simulations numériques d'effondrement de nuages dans le but de former des étoiles furent réalisées par Larson (1969). Il fut le premier à solutionner de façon numérique les équations qui gouvernent l'effondrement. Avant lui, on tentait de déduire le comportement global de l'effondrement par des simplifications telles que par un effondrement homologue, i.e. $\rho \neq \rho(r)$ (Gaustad 1963; Hayashi & Nakano 1965; Hayashi 1966). Mais Larson, grâce à ses simulations numériques, a clairement démontré que l'effondrement était loin d'être homologue. Cette simple constatation était suffisante pour nous convaincre de la nécessité d'utiliser des solutions numériques pour l'étude de la formation d'étoile.

Dans son article, Larson pousse l'évolution de sa simulation jusqu'à la limite du raisonnable bien qu'il soit très conscient de l'approximation que constitue encore son modèle. Il obtient à la fin des résultats s'apparentant à l'aspect attendu à l'époque pour une étoile de la pré-séquence principale ainsi que pour une T-Tauri.

Suite surtout aux premiers travaux de Larson (1969), le scénario suivant émerge pour ce qui est de la formation d'une étoile à partir d'un nuage moléculaire. L'effondrement s'effectue de l'extérieur vers l'intérieur du nuage et forme d'abord une région intérieure de plus haute densité. La distribution en densité atteint la forme $\rho \sim r^{-2}$. La densité interne augmente progressivement jusqu'à atteindre une valeur de 1×10^{-13} g/cm³ où la matière commence à devenir opaque. Jusque là, l'effondrement s'effectuait

de façon isotherme. Mais à partir d'une telle densité, l'énergie qui était auparavant irradiée hors du nuage ne peut plus complètement s'échapper, ce qui contribue à faire augmenter la température. Un premier noyau dont la température augmente est donc formé. Il continue de grossir en accrétant de la matière de la région externe du nuage jusqu'à atteindre une température d'environ 2000 K. À cette température, les molécules de H_2 se dissocient et absorbent une partie de l'énergie thermique dans le noyau ce qui contribue à permettre une autre phase d'effondrement. De ce fait, un autre noyau que l'on appelle le noyau interne est formé à l'intérieur du premier noyau.

1.2 La poursuite des recherches

Suite à Larson, nombre d'auteurs se sont appliqués à calculer des modèles numériques d'effondrement de nuages (voir par exemple Bodenheimer & Black [1978] pour une revue de cette période). Entre autres, Alan Paul Boss fut très actif à partir des années 80. Suivant les mêmes thèmes que sa thèse de doctorat (Boss 1979), il publia une série de huit articles sur un projet de création d'un code de simulations numériques d'effondrement de nuages moléculaires en 3-D avec transfert radiatif. Les trois premiers articles (Boss 1980a; Boss 1980b; Boss 1980c) de cette série nous présentent son cheminement vers un code de calculs en trois dimensions. Il démontre le bien-fondé de la méthode et de son programme par une série de tests. Sa méthode consiste à résoudre de façon eulérienne les équations d'hydrodynamique par la méthode des cellules donneuses (Gentry, Martin & Daly 1966) ainsi que l'équation de Poisson par une expansion en harmoniques sphériques. Il choisit de tester son programme en une dimension (Boss 1980a) avec des conditions isothermes et sans pression. Pour ce faire, il compare les résultats de son code à ceux de calculs numériques de paramètres particuliers faits plusieurs années avant par Bodenheimer & Sweigart (1968) (dans lesquels la pression était également négligée) et aussi avec la structure de la sphère isotherme de Bonnor-Ebert (Bonnor 1956; Ebert 1957).

Il poursuit ensuite la vérification de son code en reprenant le même cheminement qu'auparavant mais cette fois-ci en deux dimensions (Boss 1980b). Pour supporter le bien-fondé de son programme, il utilise comme test des comparaisons à la fois numériques et analytiques. Les tests numériques se font par comparaison avec les codes

de Black & Bodenheimer (1976) et de Bodenheimer & Tscharnuter (1979). Boss met principalement l'accent sur la similitude des structures en anneau qui existe entre ces codes. Des calculs numériques faits à partir des travaux de Tohline (1978), qui donnent une explication physique à la formation d'anneaux, viennent appuyer le tout.

Dans le troisième article de la série, Boss nous présente la version relativement complète de son code en trois dimensions (Boss 1980c). Il fait encore une fois subir à son code une série de tests visant à confirmer le bon fonctionnement de son programme en comparant ses résultats à quelques autres codes en trois dimensions (Cook & Harlow 1978; Norman & Wilson 1978; Narita & Nakozama 1978; Tohline 1978). Jusqu'ici, nous avons affaire à des conditions initiales symétriques, mais dans sa version en trois dimensions, Boss se permet d'utiliser des conditions initiales non-symétriques. Tout était alors en place pour pousser plus loin la rigueur physique de son programme. Le transfert radiatif présent dans les nuages moléculaires lors de leur effondrement fut d'abord partiellement laissé pour compte. En effet, pour comparer ses résultats numériques à d'autres codes qui comprenaient eux un traitement rigoureux du transfert radiatif, Boss simulait le cas non isotherme par une loi en pression de la forme $P = P_T(\rho/\rho_T)^{7/5}$ où $P_T = P(\rho_T)$ et $\rho_T = 3 \times 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$. Mais il fut démontré par Boss (1981) que cette façon de faire surestimait l'augmentation de la température.

Ce n'est que quatre années plus tard que Boss nous lègue la version vraiment complète de son code avec transfert radiatif (Boss 1984). Les études de Hayashi (1966) et de Larson (1969) ont démontrées que les nuages moléculaires demeurent isothermes durant leur effondrement jusqu'à une densité de $1 \times 10^{-13} \text{ g/cm}^3$. Les régions dans lesquelles cette densité est atteinte, commencent à devenir opaques dans le visible puis dans l'infrarouge. L'énergie produite par la compression gravitationnelle n'est plus irradiée complètement hors du nuage et contribue à l'augmentation de la température interne du nuage. Le transfert radiatif a déjà été programmé avec succès dans des codes à une et deux dimensions dans l'approximation d'Eddington sous la forme de l'approximation de diffusion (Larson 1969, 1972; Black & Bodenheimer 1975, 1976; Tscharnuter 1975), mais c'était la première fois que le transfert était fait en trois dimensions. Boss n'utilise pas l'approximation de diffusion proprement dite, soit

$$F_\nu = -\frac{4\pi}{3\kappa_\nu\rho} \frac{dB_\nu}{dT} \frac{dT}{ds} \quad , \quad (1.1)$$

mais plutôt l'approximation sous une forme comprenant les trois moments du champ de

radiation J_ν , H_ν et K_ν . Ceci reste tout de même la même approximation qu'auparavant sauf que Boss argumente qu'ainsi, on obtient des calculs plus précis avec sa méthode de résolution d'équations qu'il applique dans des calculs d'effondrement de nuage à géométrie sphérique. Contrairement à quelques-uns de ses prédécesseurs ayant pris un facteur d'Eddington f variable pour leurs simulations en 1D (Kondo 1978; Winkler & Newman 1980a, 1980b) et en 2D (Tscharnuter 1978, 1980; Tscharnuter & Winkler 1979) (où f est le rapport K_ν/J_ν soit le rapport du moment d'ordre 2 sur le moment d'ordre 0 du champ de radiation), il garde rigoureusement la valeur de f à $\frac{1}{3}$ tout comme le prescrit l'approximation d'Eddington (ou de diffusion). En effet, le modèle de Tscharnuter & Winkler (1979) a démontré que le maintien rigoureux de f à la valeur $\frac{1}{3}$ est une très bonne approximation dans l'effondrement d'un nuage moléculaire jusqu'à ce que la température atteigne environ 1000 K. Tscharnuter (1977) nous dit que tant que la diffusion isotrope reste dominante, le facteur f est contraint de se maintenir dans l'intervalle $\frac{1}{3} \leq f \leq 1$. Donc dans le pire des cas, f peut être imprécis par un facteur 3. L'approximation d'Eddington est donc une excellente approximation dans le calcul de la dynamique de l'effondrement de nuages moléculaires. Pour cette raison, nous l'utiliserons pour nos propres calculs dans cette thèse. Toutefois, cette approximation ne peut malheureusement pas servir à prédire le profil des raies d'absorption ou d'émission obtenues à partir des observations. En effet, nous n'obtenons pas l'information concernant la diffusion à chaque fréquence mais seulement la diffusion pour l'ensemble de toutes les fréquences.

Pour démontrer la validité de sa méthode numérique de calcul du transfert radiatif dans son code en trois dimensions, Boss ne peut évidemment pas faire de tests par comparaison directe avec les résultats d'un autre code puisqu'il est le premier à en avoir créé un ainsi. Il fut donc dans l'obligation de faire une vérification progressive à partir des calculs du transfert radiatif faits en une dimension pour ensuite passer à la vérification en deux dimensions et supposer ainsi le bon fonctionnement en trois dimensions. En une dimension, Boss obtient des résultats suffisamment similaires au modèle de Winkler & Newman (1980b) malgré la différence du traitement numérique existant entre les deux codes. Une remarque importante ici est que Boss se permet de ne pas utiliser exactement les mêmes opacités de Rosseland qu'utilisent les programmes auxquels il se compare. Malgré tout, la similarité des résultats est maintenue. La même

conclusion survient lors du test en deux dimensions où les comparaisons sont faites avec les modèles de Tscharnuter (1978 et 1980) et les extrapolations de Safronov & Ruzmaikina (1978) et Safronov (1980). Suite au succès de tous ces tests, on peut conclure que le code d'hydrodynamique d'effondrement gravitationnel en 3D ainsi que la méthode numérique employée constituent une excellente référence pour tout nouveau modèle numérique développé ultérieurement.

À partir de 1986, le code d'hydrodynamique d'effondrement de nuages moléculaires en 3D était complété et tous les tests effectués. Grâce à l'inclusion du transfert radiatif, on peut se permettre de pousser au-delà des densités de $1 \times 10^{-13} \text{ g/cm}^3$ dans les simulations et ainsi explorer les possibilités de fragmentation dans le domaine non isotherme. Le code est maintenant prêt à être utilisé pour diverses expériences de simulations numériques. Tout d'abord, les premiers objectifs sont d'explorer les différentes dynamiques selon les paramètres α_i , β_i , T_i et M_i (Boss 1986) où α_i est le rapport initial de l'énergie thermique sur l'énergie gravitationnelle, β_i est le rapport initial de l'énergie rotationnelle sur l'énergie gravitationnelle, T_i est la température initiale et M_i la masse initiale. De cette façon, Boss s'efforce de monter un modèle quantitatif de valeurs initiales qui permettent de prévoir les résultats finals. Par exemple, on peut prévoir la formation d'un système binaire lorsque les paramètres de départ ont comme proportion relative une petite valeur de α_i et de T_i et une grande valeur de β_i et de M_i . Un autre objectif fut d'obtenir la plus petite masse protostellaire possible de population I. On la trouve lorsqu'on soupçonne que les fragments formés dans les simulations ne se fragmenteront certainement plus. Le plus petit fragment ainsi formé représente sûrement la plus petite masse protostellaire. Elle fut déterminée à ce moment-là comme étant $0.01 M_\odot$ (Boss 1986).

Par la suite, l'étude de Boss de la dynamique de l'effondrement de nuages moléculaires continue sur d'autres voies. L'effet produit par des conditions initiales non uniformes est testé dans Boss (1987). Il s'agit ici d'explorer différentes distributions de départ en densité et en rotation. Les principales conclusions de cette portion d'étude sont que la fragmentation en binaire dépend énormément de la distribution initiale en densité et très peu de la distribution initiale de la rotation. Ceci nous amène à croire que la formation de binaire ne doit pas son existence au seul fait d'une distribution initiale en densité quelconque puisqu'il serait difficile de concilier la fréquence des binaires

observées avec celle apparaissant dans les simulations.

L'étude se poursuit avec l'effet du changement de l'opacité sur l'évolution dynamique du nuage (Boss 1988). On trouve que la fragmentation éventuelle du nuage moléculaire dépend extrêmement peu du modèle d'opacité employé. Puisque la fragmentation ne survient généralement que dans la période initiale où la température se situe entre 10 K et 100 K, région dans laquelle la différence entre les modèles d'opacité est à son minimum, le seul grand changement apparent est la distribution en température. Le fait d'augmenter l'opacité pour une densité donnée (région plus opaque) fait augmenter la température.

La dernière phase d'effondrement du nuage moléculaire, i.e. là où le deuxième noyau (noyau interne) est formé, fut aussi explorée par Boss (1989). Cette phase survient à des temps d'évolution dynamique très avancés par rapport à tout ce qui avait été fait avant. Pour éviter les temps beaucoup trop longs de simulation (temps CPU), les conditions de départ ont été fixées là où le noyau externe est déjà formé. Nous avons donc des conditions initiales qui représentent l'état du nuage et du premier noyau tel qu'on devrait le retrouver après la première phase d'effondrement. Jusque là, les travaux précédents en 1D et en 2D indiquaient que le second noyau nouvellement formé finissait toujours par être détruit dans un rebond explosif (Morfill et al. 1985; Tscharnuter 1987). Mais Boss conclut grâce à son code 3D, qu'une rotation significative stabilise la phase explosive du noyau interne. C'est sur cette note que prenait fin la série des huit articles de Boss concernant son code d'hydrodynamique d'effondrement de nuages moléculaires en 3D incluant le transfert radiatif.

1.3 Nuages moléculaires cylindriques

L'effondrement de nuages sphériques fut jusque là très bien étudié. Mais avec une telle géométrie, on devait se prévaloir d'une distribution initiale non uniforme en densité pour obtenir une fragmentation en binaire. Il apparaît peu probable qu'une telle situation se rencontre aussi souvent partout dans la galaxie et puisse expliquer par le fait même la haute fréquence observée de systèmes binaires (Boss 1987). L'accumulation d'observations de nuages de formes allongées (Schneider & Elmegreen 1979; Myers & al. 1991) démontrait la grande fréquence d'une géométrie de nuages moléculaires

autre que sphérique. Déjà Larson (1972) effectua des calculs numériques à partir d'un nuage de symétrie cylindrique mais son nuage était enfermé dans un environnement à géométrie sphérique. Il obtint deux condensations pour le cas d'une basse température de départ de 7.5 K et sans aucune rotation initiale. Vu l'absence de rotation, on peut présumer que plus loin dans l'évolution du système, les deux condensations finiront sûrement par s'effondrer l'une dans l'autre. L'idée d'un nuage initial cylindrique fut reprise par Bastien & Mitalas (1979). Avec un cylindre de dimension $L/D = 1$ (le rapport de la longueur du cylindre sur son diamètre), sans rotation, avec cette fois-ci des conditions de bord cylindrique contrairement à Larson (1972) et le tout calculé dans les coordonnées cylindriques, ils n'obtinrent aucune évidence de fragmentation dans leur simulation. Cependant, ils émettent l'hypothèse qu'un nuage cylindrique plus allongé devrait conduire à une fragmentation multiple. Ce fut ce que Bastien (1983) vérifia quatre années plus tard. Il prit des nuages cylindriques en 2D sans rotation mais avec des rapports L/D de différentes valeurs. À l'aide d'un nombre de Jeans analytique (rapport de l'énergie gravitationnelle sur l'énergie thermique ou $1/\alpha$) qu'il calcula numériquement pour la géométrie cylindrique, il détermina que le nombre de Jeans nécessaire pour permettre un effondrement s'en trouve diminué par rapport au nuage sphérique. De plus, deux condensations apparaissent pour des $L/D \gtrsim 2$ et ce, sans avoir recours à une distribution en densité comme c'était le cas avec un nuage initial sphérique.

Ces calculs furent repris par Rouleau & Bastien (1990) avec une équation d'état polytropique. Ceux-ci arrivent aussi à la conclusion qu'il est beaucoup plus aisé de former deux condensations avec un nuage cylindrique allongé plutôt qu'avec un nuage sphérique et ce sans distribution initiale en densité, ce qui semble plus réaliste. En fait, un rapport L/D de seulement 1.7 suffit pour obtenir la double condensation souhaitée. Toutefois, les deux condensations ne peuvent éviter le fusionnement comme dans Bastien (1983). Cependant, il est fort probable qu'une simple perturbation permettrait aux deux fragments de se manquer au centre du nuage lors de leur approche finale et ainsi former un système binaire. En effet, l'amplification d'une vitesse de rotation parallèle à l'axe du cylindre par conservation du moment cinétique tendrait à dévier quelque peu la course des deux fragments. C'est alors que suite à l'hypothèse émise par Zinnecker (1989) qu'un nuage cylindrique possédant une petite rotation per-

pendiculaire à son axe majeur formerait un système binaire, une série de six articles traitant de l'effondrement de nuages cylindriques firent leur apparition.

Dans le premier article Bastien & al. (1991), afin d'appuyer leur résultat, ont utilisé deux méthodes de calcul différentes pour calculer l'effondrement de nuages allongés, isothermes, sans rotation ni champ magnétique, soit SPH (voir chapitre deux) et YAQUI (méthode par grille en 2D). Ce premier article avait pour but de trouver un maximum de fragments à partir de différentes combinaisons de L/D et de J_0 (nombre de Jeans initial) du nuage cylindrique. Suit dans la même année l'article II (Arcoragi & al. 1991) dans lequel on ajoute une équation polytropicque à l'aide de laquelle on peut calculer la pression, $P = K\rho^\gamma$, et l'énergie interne (qui permet de trouver la température) $u = K\rho^{\gamma-1}$, dans un code SPH. Il fut pourtant démontré par Boss (1981) qu'une équation d'état polytropicque surestimait la température. Sans mécanisme de refroidissement adéquat, toute tentative de décrire l'augmentation de la température dans un nuage moléculaire de cette façon représente peu d'intérêt. Ici, on voit l'utilité qu'aurait pu avoir l'existence d'un code SPH avec transfert radiatif.

À partir de l'article III (Bonnell & al. 1991), un code SPH à 3D est utilisé pour étudier l'effet d'une petite rotation perpendiculaire à l'axe du cylindre afin de permettre aux deux fragments formés à partir d'un nuage moléculaire cylindrique allongé de s'approcher le long de l'axe du cylindre et éventuellement de se rencontrer une fois arrivés au centre. En effet, la conservation du moment cinétique fait en sorte qu'une petite rotation perpendiculaire à l'axe sera amplifiée suffisamment une fois les deux fragments arrivés au centre. On arrive même à former des systèmes multiples lorsqu'un disque d'accrétion naturellement formé autour d'une des proto-étoiles se fragmente par la perturbation produite sur le centre de gravité du disque par le passage de son compagnon (Adams & al. 1989, Shu & al. 1990). On termine ensuite avec la parution des articles IV, V et VI où on rapporte respectivement une étude de l'effet de la rotation du nuage cylindrique autour d'un axe arbitraire, une étude de l'effet d'un gradient en densité le long de l'axe principal du cylindre initial et une comparaison des résultats de simulations numériques avec les observations.

1.4 Disques d'accrétion

Depuis une des toutes premières observations de la manifestation du disque d'accrétion autour d'une étoile jeune publiée par Mendoza (1966,1968) qui montrait que certaines étoiles, soit les T-Tauri, possédaient un excès à grandes longueurs d'onde par rapport aux autres étoiles standards, nous en sommes venus à soupçonner l'existence d'un disque d'accrétion autour de ces étoiles. Les observations faites par le satellite IRAS dans les années 80 sont venues renforcer cette hypothèse. En effet, le spectre d'étoiles jeunes montre un excès en infrarouge attribuable à la présence d'un disque d'accrétion. Adams & Shu (1986) expliquent que les grains de poussière constituant le disque sont peut-être les responsables. Ces grains absorberaient la radiation stellaire pour la réémettre dans l'infrarouge. Aujourd'hui, il est possible d'avoir des observations directes du disque d'accrétion grâce au télescope Hubble (Burrows, C.J. et al., 1996) qui nous confirment directement l'existence du disque d'accrétion autour d'étoiles jeunes. Puisque les disques d'accrétion sont certainement le site de formation de planètes, il est donc très important d'en étudier les propriétés et les origines de leur formation. À partir des observations indirectes, i.e. l'excès en infra-rouge dans la distribution spectrale, on parvient à déduire la masse, la luminosité, la dimension, le stade d'évolution et le profil de température. Ces déductions se font principalement en comparant les spectres obtenus à partir de modèles aux spectres observés (voir par exemple Adams et al. 1990). Dans cette thèse, nous nous intéresserons tout particulièrement au profil de température du disque, puisque le transfert radiatif est le centre d'intérêt.

Avec l'accumulation de plus en plus grande de données sur les disques d'accrétion et en admettant que le produit final est quelque chose ressemblant à notre propre système solaire, on parvient assez bien à décrire tout le processus d'évolution du disque d'accrétion de sa naissance à sa disparition ou transformation en système planétaire. Nous en donnons ici un bref aperçu. La figure 1 est couramment utilisée pour décrire la formation et l'évolution du disque d'accrétion. Lors de la première étape, un nuage moléculaire possédant une petite rotation intrinsèque s'effondre sous sa propre gravité et se fragmente en plusieurs parties qui pourront former une étoile. Dans chaque cas, la tendance naturelle est de former un disque autour d'un coeur central plus dense. Durant toute cette période, il y a accrétion de matière (*infall*) par le disque depuis

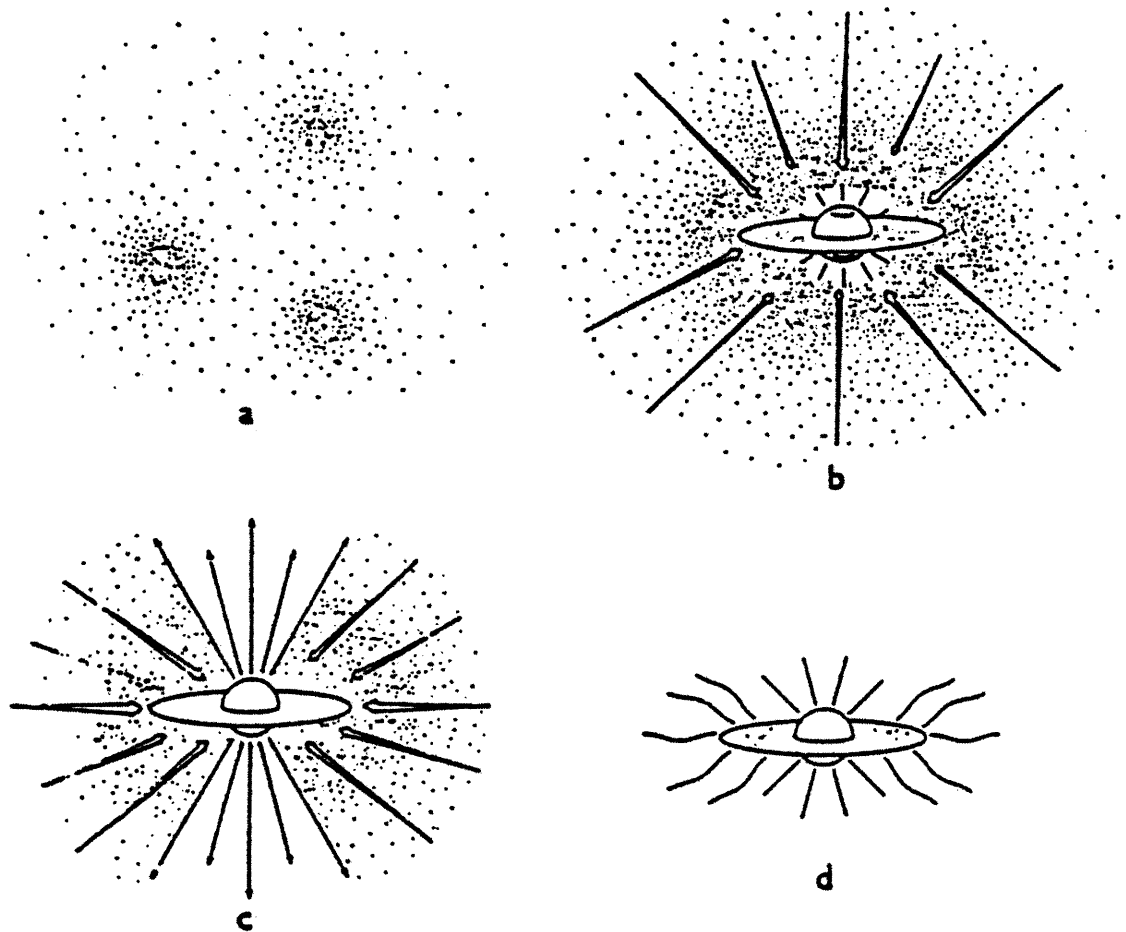


Figure 1: (a) Fragmentation à partir d'un nuage moléculaire. (b) Étoile avec disque autour accréant de la matière depuis l'enveloppe que constitue le restant du nuage moléculaire. (c) Apparition du jet bipolaire. (d) Le jet bipolaire est terminé, l'accrétion a considérablement diminué et le disque devient optiquement mince nous révélant une nouvelle étoile.

son enveloppe environnante. Nous nous dirigeons alors vers la classe 0¹. Dans cette classe nous avons une proto-étoile centrale qui vient à peine de naître et qui n'a même pas atteint toute sa masse. Elle commence tout juste à accréter de la masse du disque qui l'entoure. À la deuxième figure (1b) nous sommes en présence d'une proto-étoile et d'un disque. C'est ce qui est appelé la classe I. L'accrétion est toujours bien présente et tend à faire augmenter la masse du disque. De même, la proto-étoile centrale accrète

¹Les classes de formations d'étoiles sont numérotées (de la plus jeune à la plus âgée) classe -1, classe 0, classe I, classe II et classe III. Pour les classes plus grande que 0, nous conservons la numérolgie romaine pour des raisons historiques. Elles ont en effet été définies avant les classes 0 et -1.

de la matière du disque lui-même ce qui vient provoquer un certain équilibre entre la matière gagnée et la matière perdue par le disque. Tel que mentionné plus haut, le disque optiquement épais émettra dans l'infra-rouge, ce qui produit l'excès observé dans les spectres. À l'étape trois, figure 1c, nous avons l'apparition d'un jet bipolaire qui diminuera d'intensité avec le temps. L'étoile se dirige alors vers la quatrième étape dite classe II (T-Tauri CTTS). Il y a de moins en moins d'accrétion provenant de l'enveloppe qui se rarifie. La masse du disque diminue donc en conséquence puisque l'étoile centrale continue elle d'accréter la matière du disque. Survient ensuite la dernière étape d'évolution du disque soit la classe III (T-Tauri WTTS) (voir figure 1d). Subitement, le taux d'accrétion de masse du disque cesse et ce dernier devient optiquement mince. Il y a disparition progressive de ses petits grains qui, on le suppose, vont s'assembler en planétésimaux de plus en plus gros jusqu'à la formation de planètes. L'étoile centrale rejoint alors la séquence principale.

La classe de catégorie 0 est une phase de l'évolution très peu explorée. Les observations ne sont devenues possibles que tout récemment (voir review par André et al. 2000). Mais il est déjà permis d'étendre la classification jusqu'à la classe -1 . Dans cette dernière catégorie, il n'y aurait pas d'étoile centrale formée, mais le disque, lui, serait tout de même présent. Nous reparlerons de la nouvelle classe -1 au chapitre quatre.

1.5 Quelques travaux plus récents

Myhill (1991), pour sa thèse de doctorat, construisit un code par grille en trois dimensions contenant un transfert radiatif. Il s'agissait d'un code amélioré par rapport à celui de Boss (1984) puisque le code de Myhill possédait entre autre un schéma de précision d'ordre deux. Par la suite, ce programme fut testé dans son application en coordonnées sphériques (Boss & Myhill 1992) et en coordonnées cartésiennes (Myhill & Boss 1993). C'est là que Myhill & Boss (1993) établirent un test du cas non isotherme permettant à quiconque de vérifier le bon fonctionnement de leur propre code. Dans notre cas, c'est ce test qui sera utilisé au chapitre trois.

Grâce à ce nouveau code amélioré, Boss entreprit de nouveau une étude sur l'effondrement de nuages moléculaires avec la publication d'une série de six articles (Boss

1993; Boss 1995; Boss & Myhill 1995; Boss 1996; Boss 1997; Boss 1999) dont le cinquième introduit même la contribution du champ magnétique.

Malgré les améliorations apportées aux codes à grille en ce qui concerne le transfert radiatif, les codes SPH, eux, n'ont subi que peu d'améliorations. Depuis l'introduction de la méthode SPH en 1977 (Lucy 1977), la seule amélioration véritable apportée à SPH nous a été donnée par Monaghan (1992) où on retrouve un transfert radiatif artificiel. Cette façon artificielle d'interpréter le transfert radiatif est encore utilisée aujourd'hui (voir par exemple Marinho & Lépine 2000 ou Nelson et al. 2000). Nous reparlerons de la méthode SPH plus en détail dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Entrée en matière

2.1 La méthode de calcul numérique SPH: origine et critique

La méthode de calcul numérique *Smooth Particle Hydrodynamics* (SPH) fut utilisée pour la première fois par Lucy (1977) et peu de temps après par Gingold & Monaghan (1977). Rapidement, la méthode fut développée en grande partie grâce aux travaux de Gingold & Monaghan (1982), Monaghan & Gingold (1983) et Monaghan (1982,1985). On retrouve dans ces articles les racines mêmes de la technique SPH. Nombreuses sont les possibilités d'adaptation de cette méthode aux problèmes reliés à l'astrophysique (Benz 1988). Cette méthode représente un grand avantage par rapport aux autres schémas numériques présents dans la littérature. Elle permet de se soustraire aux grilles nécessaires à la résolution des dérivés en utilisant seulement des particules.

SPH est une des meilleures façons de décrire un effondrement gravitationnel en trois dimensions car elle est beaucoup mieux adaptée à ce genre de problème que tout autre procédé numérique. En effet, dans un effondrement gravitationnel, la méthode SPH agit comme suit: elle débute avec des particules réparties d'une manière quelconque selon le besoin. Ces mêmes particules contiennent toutes les informations de base telle que la densité, la masse, la pression et la température. À mesure que le système évolue, les particules se rapprochent les unes des autres et forment un ou plusieurs fragments selon le cas. De ce fait, nous obtenons plus de particules aux endroits où se forment

les condensations. À partir de là, les calculs qui suivront resteront donc précis pour les zones de haute condensation et la précision sera moins bonne pour les zones plus vides. C'est justement aux endroits de fortes densités que l'on a besoin de décrire le système avec précision. En revanche, aux endroits où l'espace est le plus vide, le calcul ne sera fait que de manière approximative. De toute façon, nous n'avons justement pas besoin de décrire précisément le système à ces endroits. Les codes utilisant une grille, quant à eux, doivent utiliser une méthode leur permettant d'augmenter le nombre de cellules aux régions d'intérêt. Cependant, il est difficile dans ces cas de repérer les bons emplacements et le risque de négliger quelques agglomérations secondaires est très grand. Maintes méthodes paraissent plus précises que SPH, mais elles ne peuvent toutefois résoudre les problèmes physiques complexes en trois dimensions avec la facilité de SPH.

Suite au développement d'une méthode en arbre hiérarchique (Appel 1985; Jernigan 1985; Barnes & Hut 1986) qui permettait un gain de temps CPU considérable, la popularité de SPH ne fit que s'accroître. Au plus bas niveau de l'arbre, on retrouve toutes les particules. À mesure que l'on progresse vers des niveaux supérieurs, on retrouve non seulement des particules mais aussi des noeuds représentant la réunion d'une paire de particules voisines et contenant une valeur unique du moment quadripolaire. Le calcul de la force gravitationnelle $-\nabla\phi$ peut être exécuté par une somme directe des particules voisines et des noeuds aux plus grandes distances ce qui permet de diviser le problème en un code à N corps. Le temps de calcul CPU peut être démontré comme étant réduit de $N^2/2$ à $N \log N$.

2.2 Description mathématique de SPH

Basée sur l'interpolation de particules situées à plusieurs emplacements dans l'espace, la méthode SPH permet d'aplanir (*to smooth*) les propriétés de chaque particule (masse, densité, température) sur un espace étendu selon une fonction appelée le kernel. De bonnes descriptions de la méthode existent dans Benz (1990) et Monaghan (1992) avec toutefois quelques erreurs typographiques dans la seconde.

Les fonctions servant à décrire le système sont toutes transformées par l'intermé-

naire de la fonction d'interpolation

$$\langle f(\vec{r}) \rangle = \int W(|\vec{r} - \vec{r}'|, h) f(\vec{r}') d\vec{r}' \quad , \quad (2.1)$$

où W est la fonction qu'on appelle le kernel. Elle doit obéir à la condition de normalisation

$$\int W(|\vec{r} - \vec{r}'|, h) d\vec{r}' = 1 \quad , \quad (2.2)$$

et à la propriété

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(|\vec{r} - \vec{r}'|, h) = \delta(|\vec{r} - \vec{r}'|) \quad , \quad (2.3)$$

où h est la largeur de W . Pour un calcul numérique, si $f(\vec{r})$ est connue à N points discrets, alors on peut écrire

$$\langle f(\vec{r}) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho(\vec{r}_j)} f(\vec{r}_j) W(|\vec{r} - \vec{r}_j|, h) \quad , \quad (2.4)$$

où le nombre en densité $\langle n(\vec{r}_j) \rangle$ est exprimé sous la forme $\rho(\vec{r}_j)/m_j$, $\rho(\vec{r}_j)$ et m_j étant respectivement la densité et la masse au point j . A l'aide de l'équation 2.4, on exprime la densité $\rho(\vec{r}_j)$ comme étant

$$\langle \rho(\vec{r}_j) \rangle = \sum_{j=1}^N m_j W(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|, h) \quad , \quad (2.5)$$

qu'on interprète en disant que chaque particule de masse m_j est étalée (*smoothed*) dans l'espace par le kernel d'interpolation W ce qui représente dans l'équation 2.5 une distribution en densité. Donc, pour obtenir la densité en un point, il suffit de faire la somme de la contribution de toutes les particules en ce point. Les points éloignés auront peu ou pas d'effet dépendant du kernel, tandis que les points à proximité auront une plus grande influence.

Le kernel peut être exprimé sous plusieurs formes telles que mentionné dans Benz (1990) et Monaghan (1992). Mais celui que nous utiliserons, sera le kernel développé par Monaghan & Lattanzio (1985) :

$$W(|\vec{r} - \vec{r}'|, h) = \frac{1}{\pi h^3} \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}v^2 + \frac{3}{4}v^3, & \text{si } 0 \leq v \leq 1 \quad ; \\ \frac{1}{4}(2 - v)^3, & \text{si } 1 \leq v \leq 2 \quad ; \\ 0, & \text{autrement,} \end{cases} \quad (2.6)$$

où $v \equiv \frac{r}{h}$. En plus de donner un W toujours positif, l'avantage de ce kernel est qu'il est restreint à une portée finie de $v = 2$. Donc pour tout $r > 2h$, les contributions

apportées seront nulles. L'interpolation n'est nécessaire que pour les particules voisines ce qui économise le temps de calcul.

L'équation de Navier-Stokes (sans les termes de viscosité)

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \nabla \phi \quad , \quad (2.7)$$

est essentielle dans SPH et est représentée par

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \vec{\nabla}_i W(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|, h) - \vec{\nabla} \phi_i \quad , \quad (2.8)$$

où v_i , ρ_i et P_i sont respectivement la vitesse, la densité et la pression. Π_{ij} désigne la viscosité artificielle. Un tel mécanisme est toujours présent dans la nature dû à la viscosité intrinsèque des fluides. Il garantit une dissipation d'énergie cinétique comme dans la plupart des phénomènes astrophysiques où la viscosité du fluide est faible et où tout se passe dans les chocs (Benz 1990). Le terme ϕ représente le potentiel gravitationnel. La force gravitationnelle totale subie par la particule i s'écrit

$$-\vec{\nabla} \phi_i = -G \sum_{j=1}^N \frac{M(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^2} \frac{(\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \quad , \quad (2.9)$$

que l'on trouve à partir de l'équation de Poisson. G est la constante gravitationnelle et $M(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|)$ une fonction de masse.

Dans un traitement isotherme, l'équation de conservation d'énergie n'est pas nécessaire. Cependant, dans cette thèse, nous étudierons le transfert radiatif incorporé sous la forme SPH sur des effondrements de nuages moléculaires, ce qui requiert une étude non isotherme et, par le fait même, l'utilisation de l'équation de conservation d'énergie interne

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) u = -\frac{P}{\rho} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \quad , \quad (2.10)$$

où P est la pression et u est l'énergie interne par unité de masse. Encore une fois, en notation SPH, l'équation 2.10 est représentée par

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{P_i}{\rho_i^2} \sum_{j=1}^N m_j (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \vec{\nabla}_i W(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|, h) \quad . \quad (2.11)$$

La viscosité artificielle dans l'équation 2.8 contribue à l'équation 2.11. En effet, la perte de vitesse occasionnée par la viscosité lors d'un effondrement dégage de l'énergie. Cette

énergie est ajoutée à 2.11 de la façon suivante :

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{P_i}{\rho_i^2} \sum_{j=1}^N m_j (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \vec{\nabla}_i W(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|, h) + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \prod_{ij} (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \vec{\nabla}_i W(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|, h) \quad . \quad (2.12)$$

Afin de ne pas alourdir les équations, le deuxième terme du membre de droite de l'équation 2.12 ne sera plus mentionné dorénavant.

2.3 Transfert radiatif en notation SPH : problème du deuxième degré

Pour inclure le transfert radiatif, on ajoute simplement le terme de conduction à l'équation 2.10. L'équation d'énergie s'écrit donc

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})u = -\frac{P}{\rho} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot (\vec{F}(\vec{r}))}_{\text{terme ajouté}} \quad , \quad (2.13)$$

où $\vec{F}(\vec{r})$ est donné par 1.1 après avoir intégré sur toutes les fréquences, ce qui nous conduit à une dérivée double. Pour plus de commodité, on dérive la fonction de Planck B_ν dans 1.1 (où B_ν est intégrée sur toutes les fréquences) et le flux se réécrit alors

$$\vec{F}_{rad} = -\frac{4acT^3}{3\kappa\rho} \vec{\nabla} T \quad , \quad (2.14)$$

où $a = \frac{4\sigma}{c}$, σ est la constante de Boltzmann, c la vitesse de la lumière, T la température, κ l'opacité de Rosseland et ρ la densité.

Il existe très peu de simulations SPH incluant le transfert radiatif. Toutefois, Lucy (1977), dans son article original de la découverte de SPH, a inclus le transfert radiatif dans l'approximation de diffusion en résolvant la dérivée double de façon standard. À partir de 2.14 et du terme ajouté en 2.13, on écrit

$$\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot (\vec{F}(\vec{r})) = \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot (Q \vec{\nabla} T) \quad , \quad (2.15)$$

où $Q = -\frac{16\sigma T^3}{3\kappa\rho}$. On exprime la parenthèse de l'équation 2.15 en notation SPH

$$\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot (\vec{F}(\vec{r})) = \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot \left(Q_i \sum_j m_j \left[\frac{T_i}{\rho_i^2} + \frac{T_j}{\rho_j^2} \right] \vec{\nabla}_i W_{ij} \right) \quad , \quad (2.16)$$

où pour plus de clarté, on écrit

$$\begin{aligned}
 \sum_{j=1}^N &\rightarrow \sum_j \quad , \\
 \rho(\vec{r}_j) &\rightarrow \rho_j \quad , \\
 T(\vec{r}_j) &\rightarrow T_j \quad , \\
 Q(\vec{r}_j) &\rightarrow Q_j \quad , \\
 W(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|, h) &\rightarrow W_{ij} \quad .
 \end{aligned}
 \tag{2.17}$$

On peut maintenant utiliser la solution de la parenthèse afin de réappliquer une deuxième fois l'approximation SPH. Il s'ensuit le résultat final suivant :

$$\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot (\vec{F}(\vec{r})) = \sum_j m_j \left[\frac{Q_i}{\rho_i} \sum_j m_j \left(\frac{T_i}{\rho_i^2} + \frac{T_j}{\rho_j^2} \right) \vec{\nabla}_i W_{ij} + \frac{Q_j}{\rho_j} \sum_k \left(\frac{T_j}{\rho_j^2} + \frac{T_k}{\rho_k^2} \right) \vec{\nabla}_j W_{jk} \right] \cdot \vec{\nabla}_i W_{ij} \quad ,
 \tag{2.18}$$

ce qui est l'équation du transfert radiatif 2.15 dans l'approximation de diffusion adaptée à SPH. Il est clair que la double sommation, résultant de la double dérivée, demandera beaucoup de temps CPU. De plus, en procédant de cette façon, il se trouve que nous approximations deux fois. Nous faisons une deuxième approximation à partir d'une première déjà incluse. Ce qui rend l'équation très sensible au moindre désordre des particules (Brookshaw 1986).

Monaghan (1992) quant à lui, discute dans sa revue de la possibilité d'utiliser une alternative à l'équation 2.18 pour éviter la trop grande imprécision qu'elle entraîne et aussi pour gagner du temps CPU. Son idée est de prendre un flux radiatif artificiel basé en partie sur des arguments mathématiques ayant comme modèle l'équation 2.31 (voir plus bas) et en partie sur l'intuition. Il approxime le terme ajouté en 2.13, soit $\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot (\vec{F}(\vec{r}))$, par

$$\frac{1}{\rho_i} \sum_{j=1}^N \frac{(q_i + q_j)}{\rho_j} \frac{(u_i + u_j)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^2} (\vec{r}_i - \vec{r}_j) \cdot \vec{\nabla}_i W_{ij} \quad ,
 \tag{2.19}$$

où q_i et q_j sont des coefficients artificiels de conduction de chaleur choisis arbitrairement pour la particule i et j respectivement. Il en avait déjà fait usage auparavant comme dans Monaghan & Lattanzio (1991). Mais d'après Benz (1990), il n'est pas clair que 2.19 soit une bonne approximation car aucune comparaison n'a été effectuée pour tester sa validité.

2.4 Transfert radiatif dans SPH : problème résolu

2.4.1 Méthode de Brookshaw

Dans sa thèse de doctorat en 1984, Brookshaw mentionne une solution mathématique permettant de résoudre l'équation de diffusion 2.15 en évitant la fâcheuse double sommation de l'équation 2.18. La solution mathématique n'est jamais démontrée en détails dans la thèse de Brookshaw ainsi que dans ses articles. Nous allons donc donner ici la démonstration complète.

On désire résoudre les deux dérivés du membre de droite de l'équation 2.15 qui, exprimées en une dimension, s'écrivent

$$\frac{d}{dx} \left(Q \frac{dT}{dx} \right) = \frac{dQ}{dx} \frac{dT}{dx} + Q \frac{d^2T}{dx^2} \quad (2.20)$$

On exprime d'abord l'expression en série de Taylor de $T(x')$ autour de $T(x)$

$$T(x') - T(x) = (x - x') \frac{dT}{dx} + \frac{1}{2} (x - x')^2 \frac{d^2T}{dx^2} + \dots \quad (2.21)$$

En ne gardant que les deux premiers ordres et en divisant de chaque côté par $(x - x')$ et aussi en multipliant de chaque côté par $\frac{\partial W(x-x')}{\partial x} dx'$, on intègre et on obtient

$$\int \frac{T(x') - T(x)}{x - x'} \frac{\partial W(x - x')}{\partial x} dx' = \frac{dT}{dx} \int \frac{\partial W(x - x')}{\partial x} dx' + \frac{1}{2} \frac{d^2T}{dx^2} \int (x - x') \frac{\partial W(x - x')}{\partial x} dx' \quad (2.22)$$

Ici, $\frac{\partial W(x-x')}{\partial x} dx'$ est pris comme étant la fonction d'interpolation (ou kernel) au même titre que $W(x - x')$ tel que démontré à l'équation 2.1. La première intégrale du membre de droite vaut en fait zéro avec un kernel qui tend vers zéro à la surface, ce qui peut être facilement vérifié en remplaçant $W(x - x')$ par 2.6 par exemple. La deuxième intégrale du membre de droite vaut quant à elle -1 toujours sous la même condition que $W \rightarrow 0$ à la surface. Donc l'équation 2.22 se réduit à

$$\frac{d^2T}{dx^2} = 2 \int \frac{T(x) - T(x')}{x - x'} \frac{\partial W(x - x')}{\partial x} dx' \quad , \quad (2.23)$$

ce qui nous révèle la valeur de $\frac{d^2T}{dx^2}$ dans l'équation 2.20. Pour trouver $\frac{dQ}{dx} \frac{dT}{dx}$ de 2.20, on fait l'expansion en série de Taylor de $Q(x')$ autour de $Q(x)$

$$Q(x') - Q(x) = (x - x') \frac{dQ}{dx} + \frac{1}{2} (x - x')^2 \frac{d^2Q}{dx^2} + \dots \quad (2.24)$$

On fait la multiplication de 2.21 avec 2.24 et on obtient

$$(T' - T)(Q' - Q) = (x - x')^2 \frac{dQ}{dx} \frac{dT}{dx} , \quad (2.25)$$

où on laisse tomber les termes d'ordres supérieurs. Encore une fois on divise de chaque côté par $(x - x')$ et on multiplie de chaque côté par $\frac{\partial W(x-x')}{\partial x} dx'$. On intègre et on obtient

$$\int \frac{(T' - T)(Q' - Q)}{(x - x')} \frac{\partial W(x - x')}{\partial x} dx' = \frac{dQ}{dx} \frac{dT}{dx} \int (x - x') \frac{\partial W(x - x')}{\partial x} dx' , \quad (2.26)$$

où l'intégrale du membre de droite vaut -1 . Ce qui nous révèle

$$\frac{dQ}{dx} \frac{dT}{dx} = \int \frac{(T - T')(Q' - Q)}{(x - x')} \frac{\partial W(x - x')}{\partial x} dx' . \quad (2.27)$$

Nous pouvons maintenant remplacer 2.23 et 2.27 dans l'équation 2.20 et obtenir

$$\frac{d}{dx} \left(Q \frac{dT}{dx} \right) = \int \left[\frac{(T - T')(Q' - Q)}{(x - x')} + \frac{2Q(T - T')}{(x - x')} \right] \frac{\partial W(x - x')}{\partial x} dx' , \quad (2.28)$$

qui se réduit à

$$\frac{d}{dx} \left(Q \frac{dT}{dx} \right) = \int \frac{(Q' + Q)(T - T')}{(x - x')} \frac{\partial W(x - x')}{\partial x} dx' . \quad (2.29)$$

On peut maintenant exprimer 2.29 dans son expression SPH. On a donc une dérivée seconde sous forme SPH en une seule sommation

$$\left\{ \frac{d}{dx} \left(Q \frac{dT}{dx} \right) \right\}_i = \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} \frac{(Q_i + Q_j)(T_i - T_j)}{(x_i - x_j)} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i} . \quad (2.30)$$

Ce qui nous intéresse dans notre cas c'est la forme en trois dimensions de l'équation 2.15 soit $\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot (Q \vec{\nabla} T)$. Cette expression apparaît comme étant

$$\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot (\vec{F}(\vec{r})) = \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot (Q \vec{\nabla} T) = \sum_j \frac{m_j}{\rho_i \rho_j} \frac{(Q_i + Q_j)(T_i - T_j)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \vec{\nabla}_i \cdot W_{ij} , \quad (2.31)$$

ce qui est l'expression finale que l'on utilisera pour introduire le transfert radiatif dans notre code SPH. Notez qu'il s'agit ici du transfert radiatif vrai. Il n'est pas question de valeurs artificielles et, en plus, nous n'avons qu'une seule sommation contrairement à 2.18, ce qui nous donne une énorme économie de temps de calcul. Dans la valeur de Q , on retrouve l'opacité κ (voir 2.14 et 2.15). L'opacité doit être calculée pour chaque point en fonction de sa densité et sa température.

2.4.2 Opacité de Rosseland

Pour calculer l'opacité dans 2.31, nous prendrons une opacité moyenne sur toutes les fréquences. Il s'agit en fait de l'opacité de Rosseland

$$\frac{1}{\kappa_R} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\frac{dB}{dT}}, \quad (2.32)$$

où

$$\frac{dB}{dT} = \frac{4\sigma T^3}{\pi}, \quad (2.33)$$

et

$$\frac{dB_\nu}{dT} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)^2} e^{\left(\frac{h\nu}{kT}\right)} \frac{h\nu}{kT^2}. \quad (2.34)$$

B_ν est le flux radiatif d'un corps noir à une fréquence ν donnée. L'opacité à chaque fréquence κ_ν peut être calculée grâce à la théorie de Mie. En effet, dans l'hypothèse que la matière opaque se condense en petites sphères solides aux basses températures, l'opacité κ_ν s'exprime par

$$\kappa_\nu = \frac{1}{\rho} n Q_{ext} \pi a^2, \quad (2.35)$$

où n est le nombre de densité volumique, Q_{ext} est le facteur d'efficacité d'extinction et a est le rayon d'un grain. Le facteur Q_{ext} est calculé à partir des sections efficaces d'absorption et de diffusion d'un grain par la relation $Q_{ext} = \frac{C_{abs} + C_{sca}}{\pi a^2}$.

Nous avons choisi pour les valeurs de κ_ν aux basses températures ($T < 316$ K) le modèle développé dans Yorke (1979). Des données plus récentes nous ont été fournies par Yorke provenant de Preibisch et al. (1993) pour les valeurs de Q_{ext} (voir annexe 1). Ce modèle considère les propriétés optiques des grains de poussière contenus dans les nuages moléculaires. Nous avons les grains carbonés et les grains de silicate. Pour ces derniers, nous avons la présence d'une enveloppe de "glace sale" autour du grain. Nous avons ainsi une particule ayant un noyau composé de silicate entouré d'une enveloppe de glace d'eau, d'ammoniaque et de monoxyde de carbone. Dans cette enveloppe, nous avons aussi quelques grains de carbone amorphe qui viendront la polluer. Les grains carbonés quant à eux n'ont pas de couche de glace les recouvrant car on considère qu'ils sont si petits que la glace ne peut se former autour d'eux. Aussitôt que la température dépasse les 125 K, l'enveloppe de "glace sale" autour des grains de silicate disparaît. Le milieu environnant est alorsensemencé d'une nouvelle quantité de grains carbonés qui

se trouvaient au préalable à l'intérieur de la couche de glace. Lorsque la température dépasse les 1500 K, ce sont les grains de silicate qui disparaissent par sublimation. Il ne reste plus que les grains carbonés. Une fois la température de 2000 K dépassée, les grains carbonés eux-même subliment et le modèle ne va pas plus loin.

Pour notre code, nous avons choisi de prendre le cas particulier où le rapport du rayon extérieur de la couche de glace sur celui du rayon intérieur du noyau de silicate est de 1,145. Aussi, le taux de pollution dans la couche de glace par les grains carbonés a été fixé à 10% de son volume. Le rayon moyen d'un grain de silicate est de $5,236 \mu\text{m}$ ($5,998 \mu\text{m}$ avec la couche de glace) et celui d'un grain carboné est de $0,9462 \mu\text{m}$. Les résultats de la température en fonction de l'opacité de Rosseland sont présentés à la figure 2. On voit que pour de faibles températures, l'opacité est plutôt faible. Plus la température monte et plus l'opacité augmente. À la température de 125 K, l'opacité chute brusquement suite à la sublimation de l'enveloppe de glace autour des grains de silicate.

À des températures $T > 700 \text{ K}$, nous avons préféré prendre le modèle développé par Alexander et al. (1994). Il s'agit d'un modèle beaucoup plus précis pour ces températures que ne l'est celui de Preibisch et al. (1993) en ce sens que l'on considère non plus seulement l'absorption et la diffusion des grains (ici ceux des silicates, fer, carbone et SiC) mais aussi l'absorption que l'on retrouve dans les raies d'absorption atomique (plus de huit millions) et les raies d'absorption moléculaire (près de 60 millions).

L'écart entre les deux modèles est visible à la figure 2. Afin de relier les deux modèles pour les températures intermédiaires ($316 \text{ K} < T < 700 \text{ K}$), nous avons fait une interpolation entre ces deux points. De plus, on a l'avantage d'avoir l'opacité variant selon la densité dans les hautes températures avec les données d'Alexander et al. (1994) comme l'illustre la figure 2. Ce qui ne serait pas le cas si on avait utilisé le même modèle sur toute l'échelle de température.

2.4.3 Thermodynamique

Afin de pouvoir déterminer l'opacité de chaque particule dans une simulation SPH, nous devons calculer sa température à l'aide de l'équation d'état. Nous tiendrons

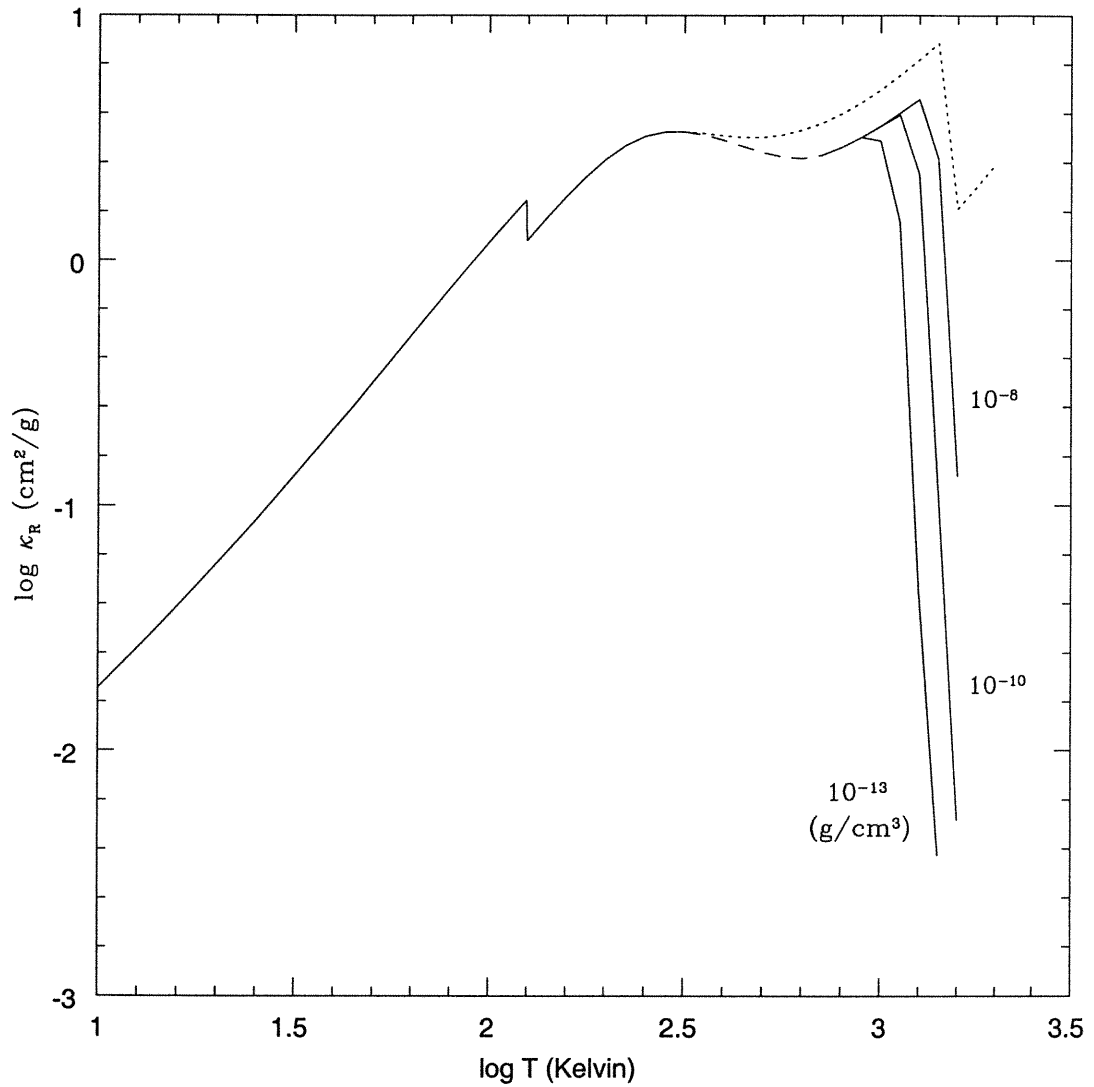


Figure 2: Opacité en fonction de la température réunissant les modèles de Preibisch et al. (1993) (pour des température < 316 K) et d'Alexander et al. (1994) (pour des température > 700 K). La courbe tracée en traits représente la connection interpolée entre les deux modèles. La courbe en pointillés est la continuation du modèle de Preibisch et al. (1993) pour les hautes températures. Avec le modèle d'Alexander et al. (1994), l'opacité varie selon la densité aux hautes températures. Les courbes d'opacité pour des densités de 10^{-13} , 10^{-10} et 10^{-8} g/cm³ sont illustrées sur le graphe.

compte d'un gaz composé d'hydrogène (fraction X), d'hélium (fraction Y) et d'éléments lourds (fraction Z). L'énergie interne totale par unité de masse est

$$u = u(\text{H}) + u(\text{H}_2) + u(\text{H}_{2dis}) + u(\text{He}) + u(\text{M}) \quad , \quad (2.36)$$

où $u(\text{H})$ est l'énergie par unité de masse de l'atome d'hydrogène, $u(\text{H}_2)$ est l'énergie par unité de masse de la molécule de H_2 , $u(\text{H}_{2dis})$ est l'énergie par unité de masse contribué par la dissociation de la molécule de H_2 (lorsque la température devient suffisamment élevée, chaque molécule de H_2 se dissocie en deux atomes de H qui absorbent de l'énergie sous forme d'énergie interne), $u(\text{He})$ est l'énergie par unité de masse de l'hélium et $u(\text{M})$ est l'énergie par unité de masse due à la présence d'éléments lourds. On ne considère pas l'énergie due à l'ionisation de l'hydrogène car aux températures qui nous intéressent, ces effets sont tout à fait négligeables.

L'énergie par unité de masse de l'hydrogène atomique s'exprime par

$$u(\text{H}) = \frac{3}{2} X y R T \quad , \quad (2.37)$$

pour la molécule de H_2 on a

$$u(\text{H}_2) = \frac{X(1-y)E(\text{H}_2)}{2m(\text{H})} \quad , \quad (2.38)$$

pour la dissociation de la molécule de H_2 on a

$$u(\text{H}_{2dis}) = \frac{1}{2} X y \frac{D}{m(\text{H})} \quad , \quad (2.39)$$

pour l'hélium on a

$$u(\text{He}) = \frac{3}{8} Y R T \quad , \quad (2.40)$$

et pour les éléments lourds on a

$$u(\text{M}) = \frac{3}{2} \frac{Z R T}{A_m} \quad , \quad (2.41)$$

où R est la constante des gaz parfaits, T est la température, $m(\text{H})$ est la masse d'un atome d'hydrogène, D est l'énergie de dissociation des molécules de H_2 qui vaut 4,4773 eV et A_m est un nombre atomique moyen des éléments lourds choisi égale à 16,78 (Cameron 1968).

Le paramètre y désigne le pourcentage d'atomes d'hydrogène qui ne sont pas sous forme de molécules. Il est défini par

$$y = \frac{\rho(\text{H})}{\rho X} \quad , \quad (2.42)$$

où $\rho(\text{H})$ est la densité de masse de l'atome de H et ρ est la densité de masse du gaz.

Le paramètre y est trouvé d'une théorie d'équilibre selon l'équation

$$\frac{y^2}{1-y} = \frac{2,11}{\rho X} e^{-52490/T} \quad , \quad (2.43)$$

qui provient de Aller (1964).

L'énergie $E(H_2)$ des molécules de H_2 est donnée par

$$E(H_2) = \frac{3}{2}kT + E(\text{rotation}) + E(\text{vibration}) \quad , \quad (2.44)$$

où

$$E(\text{vibration}) = \frac{\theta_{vib}}{\exp(\theta_{vib}/T) - 1} \quad , \quad (2.45)$$

qui est l'énergie de vibration de la molécule de H_2 avec la température de vibration $\theta_{vib} = 6100$ K (Wilson 1957). L'énergie de rotation quant à elle se trouve à partir de la fonction de para-partition

$$z_p = \sum_{j=0,2,4,\dots}^{\infty} (2j+1)e^{-j(j+1)\theta_{rot}/T} \quad , \quad (2.46)$$

et de la fonction d'ortho-partition

$$z_o = \sum_{j=1,3,5,\dots}^{\infty} (2j+1)e^{-j(j+1)\theta_{rot}/T} \quad , \quad (2.47)$$

tout ça avec la température de rotation $\theta_{rot} = 85,4$ K (Wilson [1957]), on trouve les deux fonctions suivantes :

$$f_p = T^2 \frac{\partial \ln z_p}{\partial T} \quad , \quad (2.48)$$

et

$$f_o = T^2 \frac{\partial \ln z_o}{\partial T} \quad . \quad (2.49)$$

À l'aide de ces résultats on peut finalement calculer l'énergie de rotation

$$E(\text{rotation}) = k \frac{z_p f_p + 3z_o f_o}{z_p + 3z_o} \quad . \quad (2.50)$$

Donc maintenant que tous les termes de l'équation 2.36 sont connus, il nous est possible de déterminer l'énergie interne de chaque particule sachant sa température. Inversement, connaissant l'énergie interne de chaque particule, on peut déterminer à quelle température elle correspond mais cette fois-ci, la solution de l'équation 2.36 doit se faire implicitement. Une fois la température d'une particule trouvée, on calcule la pression par l'équation d'état

$$P = \frac{\rho RT}{\mu} \quad , \quad (2.51)$$

où

$$\frac{1}{\mu} = \left[\frac{X}{2}(1 + y) + \frac{Y}{4} + \frac{Z}{16,78} \right] . \quad (2.52)$$

Si on interprète le tout, on peut dire que chaque particule SPH représente un morceau de fluide contenant en grande partie de l'H, du H₂, de l'He et une petite partie d'éléments lourds.

Tout ce qui vient d'être donné dans le chapitre 2 provient dans la grande majorité de travaux antérieurs. Cependant nous y avons apporté quelques modifications. Entre autre, nous avons fusionné deux modèles d'opacités de Rosseland et nous avons aussi simplifié la contribution des éléments lourds dans l'équation d'état dont la structure de base était tirée de Monaghan & Lattanzio (1991). La démonstration détaillée de l'équation 2.31 manquait dans la littérature, nous avons donc ajouté cette démonstration.

Chapitre 3

Intégration du transfert radiatif dans le code SPH

3.1 Mise au point

Au chapitre précédent, nous avons trouvé une solution à l'équation du transfert radiatif dans l'approximation de diffusion qui nous permet d'introduire un transfert radiatif dans l'équation de conservation d'énergie et ce sous une forme ne contenant qu'une seule sommation. L'équation d'énergie 2.11 possède maintenant une nouvelle forme

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{P_i}{\rho_i^2} \sum_j m_j (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \vec{\nabla}_i W_{ij} + \sum_j \frac{m_j}{\rho_i \rho_j} \frac{(Q_i + Q_j)(T_i - T_j)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \vec{\nabla}_i \cdot W_{ij} \quad , \quad (3.1)$$

avec un terme à droite représentant la contribution en énergie due au transfert radiatif. Il nous faut maintenant réussir à solutionner cette nouvelle équation d'énergie de façon numérique, ce qui ne se fait pas de façon simple.

3.2 Résolution implicite

La deuxième portion de l'équation 3.1 varie très rapidement en comparaison aux pas de temps habituellement utilisés par le terme de gauche. Il devient donc nécessaire

de solutionner l'équation 3.1 de façon implicite. Pour la particule i , l'équation d'énergie

$$\frac{du}{dt} = -\frac{P}{\rho} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot (\vec{F}(\vec{r})) \quad , \quad (3.2)$$

s'écrit implicitement

$$f = u_i^1 - u_i^0 + \delta t \left(-\frac{P \vec{\nabla} \cdot \vec{v}}{\rho} \right)_i^0 - \delta t \left(\frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{F}(\vec{r})}{\rho} \right)_i^1 \quad , \quad (3.3)$$

où les indices supérieurs 0 et 1 signifient la valeur initiale et finale des pas de temps et f est la fonction qu'il faut rendre égale à zéro. Remarquez que le terme de transfert radiatif est calculé à la fin du pas de temps à cause du refroidissement rapide tel que mentionné plus haut. À chaque pas de temps, u_i^0 et $\left(-\frac{P \vec{\nabla} \cdot \vec{v}}{\rho} \right)_i^0$ sont connus. Donc il nous reste à savoir à quelle u_i^1 (c'est-à-dire à quelle T_i^1) l'équation 3.3 sera satisfaite ($f = 0$).

Pour se faire, on débute une itération par un premier essai de la valeur u_i^1 . On choisit la valeur de départ comme étant l'énergie qu'avait la particule avant le pas de temps soit $u_i^1 = u_i^0$. À partir de u_i^1 , il est possible d'en retirer T_i^1 afin de pouvoir calculer le terme radiatif. La racine de l'équation 3.3 est trouvée par la méthode Van Wijngaarden-Dekker-Brent. Cette méthode demande toutefois de connaître l'intervalle dans lequel se trouve la solution. Dans notre cas, cela ne pose pas trop de problèmes puisque l'intervalle de température est assez connu d'avance. Nous avons fixé les limites à $T_{min} = 4$ K et $T_{max} = 2000$ K. La température devrait toujours tomber dans cet intervalle. Malgré ce large intervalle, la racine de l'équation 3.3 est trouvée approximativement après sept itérations. La vitesse à laquelle la racine est trouvée est primordiale puisque nous nous trouvons alors à l'intérieur d'une double boucle.

3.3 Particularité de la méthode de résolution

Une fois toutes les valeurs de u_i^1 identifiées, nous effectuons un test qui permet de connaître quel niveau de précision nous avons atteint. La condition suivante doit être satisfaite

$$u_i^1 - u_i^{1*} < \text{tolérance} \quad , \quad (3.4)$$

où la "tolérance" est normalement choisie autour de 10^{-5} à 10^{-6} et où u_i^{1*} est la valeur de u_i^1 de l'itération précédente. Si la condition n'est pas satisfaite, on recom-

mence un autre essai mais cette fois-ci avec les nouvelles valeurs de u_i^1 trouvées lors de l'essai précédent. Une douzaine d'itérations peuvent être nécessaires avant d'atteindre le niveau de précision désiré. Mais le plus important est que cette façon relativement simple de procéder converge. Un grand nombre d'autres méthodes furent essayées auparavant et aucune d'entre elles n'ont réussi à obtenir une convergence.

Nous sommes ici en face d'une particularité dans la façon de procéder pour résoudre par itération le membre de droite de l'équation 3.3. Pour notre code, nous avons calculé la force gravitationnelle par une méthode en arbre menant à $N \log N$ calculs. Cependant, l'approche classique pour calculer la simulation de la force gravitationnelle de N -corps est de calculer toutes les interactions directement. Par exemple, on calcule la force subie sur la particule i_1 par toutes les autres particules i_2, i_3, \dots . Une fois cela calculé, on passe au calcul de la force sur la particule i_2 . Mais à ce moment, nous n'avons nul besoin de recalculer la force de i_1 sur i_2 puisqu'elle a déjà été calculée dans l'itération précédente. Nous n'avons qu'à prendre cette réponse et de lui appliquer un signe négatif s'il y a lieu. Ce qui nous fera une itération de $n - 1$ pour la particule i_2 . De même pour la particule i_3 , nous aurons une itération de $n - 2$ et ainsi de suite. Ce qui donne en bout de ligne une boucle de $\frac{n(n+1)}{2}$ (qu'on appelle méthode en $N^2/2$) et nous fait gagner du temps de calcul.

Par contre, pour l'équation 3.3, nous ne pouvons pas procéder ni par la méthode en $N \log N$ et ni par la méthode en $N^2/2$. En effet, l'équation régissant le flux radiatif doit être résolue simultanément pour toutes les particules. Comme si toutes autres particules, exception faite de celle que l'on calcule, avaient leur énergie interne fixée selon le pas de temps précédent. Il n'y a que la particule à laquelle nous sommes rendus dans l'itération qui modifie son énergie interne jusqu'à atteindre la précision voulue (équation 3.4). Cette façon de faire nous donne une itération beaucoup plus longue à résoudre. De plus, le nombre d'essais nécessaires avant que toutes les particules satisfassent l'équation 3.4 simultanément peut être d'une douzaine, ce qui augmente d'autant plus le temps de calcul. Si nous ne procédons pas de cette manière, il n'y a pas convergence.

Donc pour résumer le tout, le flux radiatif ne peut être calculé que de façon simultanée pour toutes les particules par une méthode longue en N^2 . Elle ne peut être résolue, comme nous l'avons fait pour la force gravitationnelle, par une méthode en

$N \log N$ ou de la façon classique par une méthode en $N^2/2$.

3.4 Conditions de bord

Il nous reste encore le problème des conditions de bord. Le terme de conduction (membre de droite de 3.1) conserve l'énergie. Il n'y a donc aucune perte d'énergie en bordure du nuage moléculaire, ce qui n'est pas réaliste. Brookshaw (1986) avait proposé une expression dérivée à partir d'arguments physiques où il fixait $T = 0$ aux bordures. Il y eut aussi Campbell (1988) qui prit l'équation de départ (terme ajouté de l'équation 2.13) et après quelques opérations, en retira une expression mathématique pour les conditions de bord. Cependant, nous avons préféré utiliser une façon plus simple de remédier au problème de la perte de chaleur à la bordure. Nous avons simplement fixé la température (ou énergie interne) de toutes les particules se trouvant près de la bordure, soit à une distance plus petite que h (largeur de W dans l'équation 2.3), à la température de départ. Donc ces particules vont émettre et absorber à la température initiale. Ainsi, lorsque ces particules absorbent de l'énergie, notre code réinitialise la quantité d'énergie interne de ces particules à la valeur qui correspond à la température initiale. Cela résulte en une perte d'énergie comme si l'énergie était perdue vers l'extérieur du nuage.

Tout au long de la simulation d'un effondrement gravitationnel, toutes les particules qui se retrouvent à une distance moindre que h sont réinitialisées à la température de départ. Dans le cas du test non isotherme et aussi pour les disques formés au chapitre quatre, cette température imposée aux particules du bord n'a aucune influence sur les températures que nous étudions au centre du nuage puisque les bords sont toujours à des distances très grandes par rapport à la dimension qui nous intéresse au centre. Par exemple, l'extrémité du disque formé à la section 4.2.1 se trouve au maximum à un rayon de 100 AU en comparaison au bord du nuage qui lui se trouve à environ 12000 AU.

3.5 Le test du cas non isotherme

À l'instar du test du cas isotherme (Boss & Bodenheimer 1979) tel que l'a utilisé Bonnell (1992), il existe un test du cas non isotherme qui permet de vérifier le bon fonctionnement des codes avec transfert radiatif (Myhill & Boss 1993, dorénavant nommé MB). Dans ce dernier, on utilise deux différents codes en différence finie (un avec coordonnées sphériques et l'autre avec coordonnées cartésiennes) qui simulent l'effondrement d'un nuage sphérique. Les valeurs de départ sont le rapport de l'énergie thermique à l'énergie gravitationnelle $\alpha_i = 0,059$, le rapport de l'énergie rotationnelle à l'énergie gravitationnelle $\beta_i = 0,16$, un rayon de $R = 1,1 \times 10^{16}$ cm, une température initiale $T_i = 10$ K, des abondances $X = 0,70$, $Y = 0,27$ et $Z = 0,03$ et une perturbation dans la densité initiale introduite par la distribution de masse suivante

$$m_i = \frac{m_0}{\sqrt{x^2 + 4y^2 + 4z^2}} \quad , \quad (3.5)$$

où m_0 est la masse non perturbée de chaque particule.

Pour notre code, nous avons porté une attention particulière au critère de Truelove (Truelove et al. 1997) afin de rendre nos calculs le plus rigoureux possible. Le critère de Truelove nous dit que

$$\frac{\Delta x}{\lambda} \leq 0,25 \quad (3.6)$$

ce qui signifie que le rapport de la largeur d'une cellule Δx sur la longueur $\lambda = \left(\frac{\pi c_s^2}{G\rho}\right)^{1/2}$ (nommée longueur de Jeans par Truelove et al. 1997, c_s étant la vitesse du son) pour chaque cellule doit être gardé au dessous de 0,25 pour prévenir les fragmentations artificielles. Ce critère garantit que la liaison gravitationnelle d'une cellule de grille sur elle-même est suffisante pour ne pas qu'il y ait de fragmentations dues à des effets numériques. On s'assure ainsi que les fragmentations surviennent pour des raisons physiques seulement durant un calcul d'effondrement. Quoique notre préoccupation n'est pas d'étudier les fragmentations pour l'instant, nous avons tout de même utilisé 10000 particules pour le test afin de satisfaire au maximum le critère de Truelove. En effet, la seule façon de réduire la valeur du rapport $\Delta x/\lambda$, est d'augmenter le nombre de cellules de grille et, dans le cas de SPH, d'augmenter le nombre de particules. Dans notre cas, le maximum de points que le compilateur peut supporter est de 10000 particules avec un nuage à géométrie sphérique. Dans SPH, nous avons pris l'échelle

de longueur h (voir équation 2.3) comme étant Δx . Durant tout le déroulement du calcul, plus de 99% de toutes les particules respectent le critère de Truelove. Cependant, quelques rares particules atteignent parfois un rapport pouvant aller jusqu'à 0,8. Puisque notre but ici n'est pas d'étudier les fragmentations du nuage moléculaire, le fait que quelques rares particules ne respectent pas rigoureusement le critère de Truelove est négligeable.

Une fois la simulation terminée, suivant les paramètres de départ appropriés au test non isotherme, on constate que notre résultat final correspond adéquatement à l'image obtenue par MB à partir de leurs deux codes à grille. Notre code SPH tout comme les deux codes de MB, résulte en un objet concentré au centre ayant l'apparence d'une barre avec le maximum de densité et de température situé près du centre. Les contours en densité sont montrés à la figure 3. On remarque que les contours pour notre code sont très similaires à ceux des codes sphériques et cartésiens de MB (figure 5). En particulier, dans la région centrale on voit que les contours du code SPH ressemblent davantage au code sphérique. Cela s'explique par le fait que le code en coordonnées sphériques possède une bien meilleure résolution au centre que sur les bords. Ce qui démontre que notre code possède lui aussi une bonne résolution dans la zone de haute densité. D'un autre côté, les contours extérieurs de notre code montrent une tendance à former des bras spiraux tout comme le code à coordonnées cartésiennes qui lui possède une bonne résolution aux endroits éloignés du centre (contrairement au code sphérique). Cela signifie donc que notre code simule aussi bien la zone centrale que la zone externe. Les contours finals semblent donc posséder les propriétés des deux codes de MB.

Maintenant, si on jette un coup d'oeil sur le tracé des contours en température (figure 4 et 6), là encore on y voit une grande similitude. Tout comme les deux codes à grilles, notre code donne un contour en forme de barres alignées avec le contour dans la partie externe. Il y a aussi le même regroupement serré au centre.

À la figure 7, on montre l'évolution de la densité centrale en fonction de la température centrale pour les trois codes. Mis à part les sursauts subis par les deux codes de MB dès le début de l'évolution, il est très impressionnant de constater que la courbe d'évolution du code SPH suit de belle façon les deux courbes de MB jusqu'à un maximum de $1,2 \times 10^{-12} \text{ g/cm}^3$ et 32 K. Le début de l'effondrement calculé par le

RHOMAX = -12.4 CONDIF = 0.2 R = 4.6×10^{15}

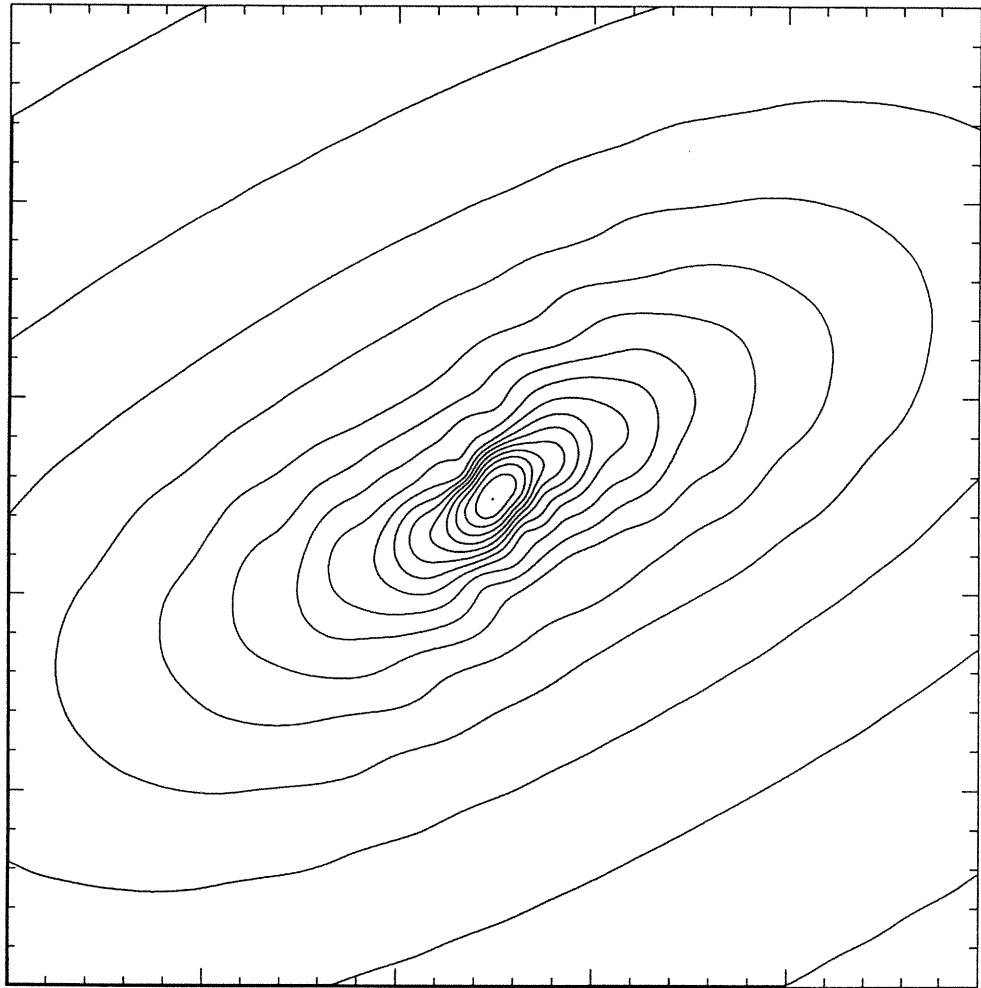


Figure 3: Résultat du cas du test non isotherme standard pour le code SPH. Le tracé des contours de densité est montré. Le cadre correspond à une région de largeur $4,6 \times 10^{15}$ cm. Le contour maximum est de 4×10^{-13} g cm⁻³ et l'espacement entre les contours est une variation de la densité d'un facteur $10^{0,2}$.

code SPH ne subit aucun sursaut tel qu'il apparaît pour les codes de MB (par exemple aux coordonnées [-12.2,1.3] de la figure 7) et ne subit pas non plus de parcours inverse tel qu'on le perçoit pour la courbe du code à coordonnées sphériques. La courbe de SPH reste relativement à température constante de 10 K à ses débuts jusqu'à une densité de 10^{-13} g/cm³, ce qui n'est pas le cas pour les codes de MB. Une fois la densité de

TMAX = 32 K CONDIF = 1 R = 4.6×10^{15}

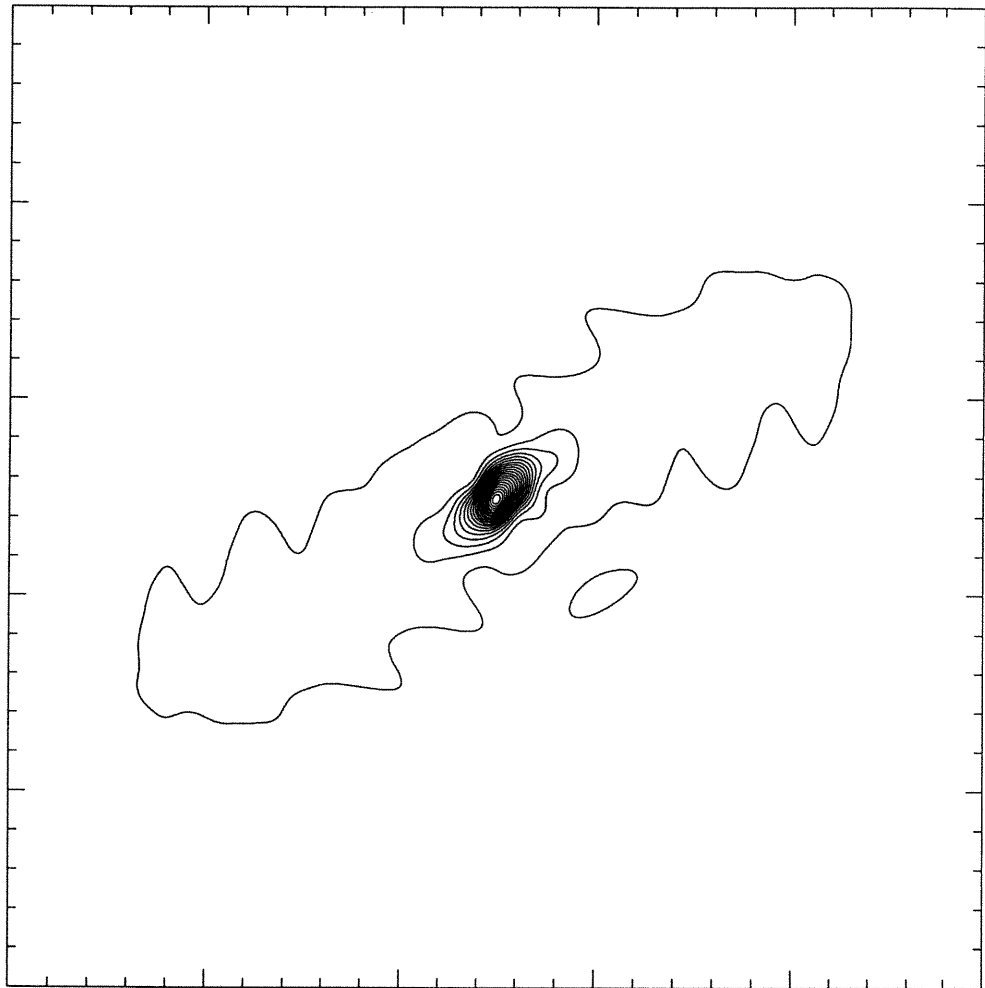


Figure 4: Résultat du cas du test non isotherme standard pour le code SPH. Le tracé des contours de température est montré. Le cadre correspond à une région de largeur $4,6 \times 10^{15}$ cm. Le contour maximum est de 32 K et l'espacement entre les contours est de 1 K.

10^{-13} g/cm³ franchie, notre température centrale se met à grimper conformément aux attentes (Larson 1969). Le petit soubresaut visible à $\log \rho = -12,3$ sur la courbe du code à coordonnées cartésiennes de MB n'apparaîtra jamais sur une courbe SPH car ce soubresaut est un effet numérique dû à une subdivision des grilles du code, ce qui n'arrive jamais dans SPH.

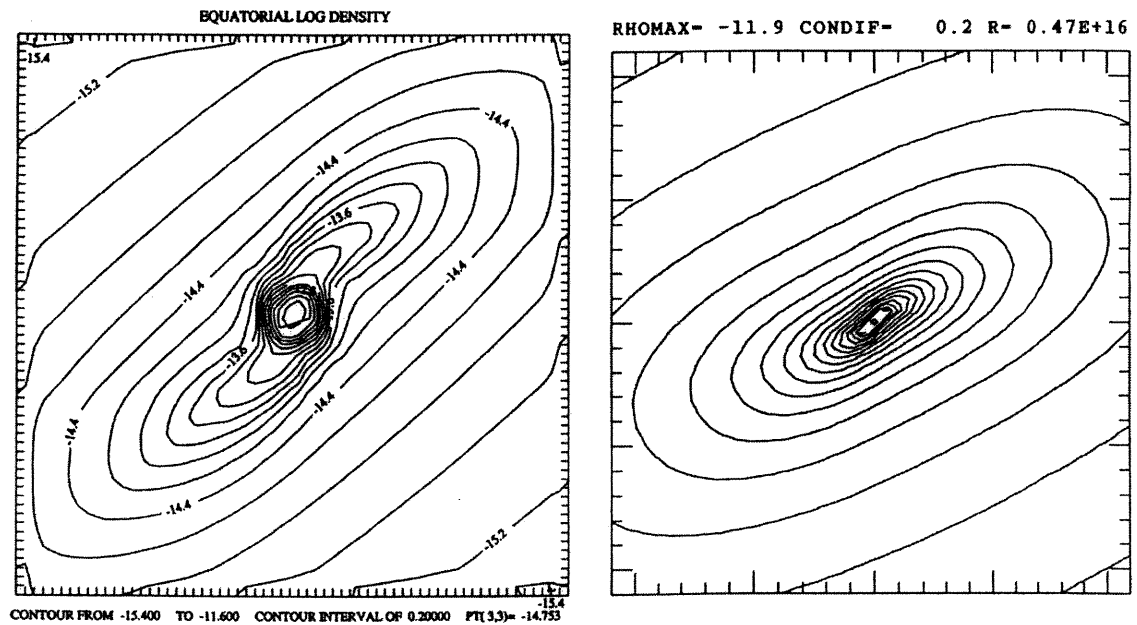


Figure 5: Résultat du cas du test non isotherme standard pour le code cartésien de MB (à gauche) et pour le code sphérique de MB (à droite). On montre ici les contours en densité. (Figure tirée de Myhill & Boss 1993.)

La densité centrale maximale atteinte par le code SPH est de $1,2 \times 10^{-12} \text{ g/cm}^3$ pour une température de 32 K après $0,5 t_{ff}$. Lorsqu'on compare ce temps final avec les codes de MB (voir tableau I), on remarque que notre code ne peut continuer aussi loin que ne l'a fait le code sphérique de MB. En effet, l'absence de viscosité, condition exigée pour le test, résulte en une chute libre des particules sans mécanisme de frottement pour les freiner. Lorsque les particules atteignent le centre, elles se croisent mutuellement passant les unes à côté des autres et se mettent ensuite à osciller autour d'un centre de masse. Donc les valeurs de la densité et de la température centrale se mettent à monter et à descendre de façon chaotique. Un comportement similaire

Tableau I: Comparaison entre les paramètres finals des codes de MB et de SPH (test du cas non isotherme)

Code	ρ_c (g/cm^3)	T_c (K)	t_{ff}
MB sphérique	$2,2 \times 10^{-12}$	67	0,70
MB cartésien	$1,3 \times 10^{-12}$	56	0,48
SPH	$1,2 \times 10^{-12}$	32	0,50

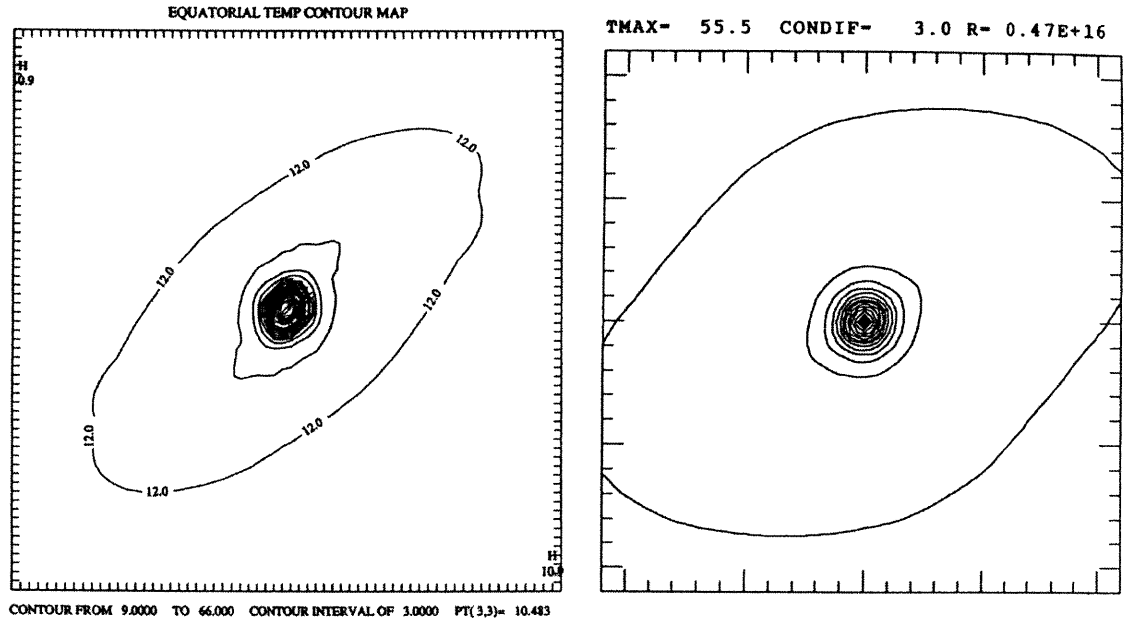


Figure 6: Résultat du cas du test non isotherme standard pour le code cartésien de MB (à gauche) et pour le code sphérique de MB (à droite). On montre ici les contours en température. (Figure tirée de Myhill & Boss 1993.)

peut être observé sur la courbe du code à coordonnées sphériques de MB où l'on voit la fin de la courbe revenir dans le sens inverse. Les codes avec grilles introduisent une certaine “viscosité numérique” (Bastien et al. 1991) qu'on ne retrouve pas dans un code SPH. Ceci explique pourquoi les codes avec grilles de MB peuvent se rendre plus loin en comparaison avec notre code SPH. C'est-à-dire qu'ils peuvent se rendre à une plus grande densité et à une plus grande température centrale avant de subir des changements chaotiques.

Afin de se convaincre que le comportement de la température en fonction de la densité au centre est bien dû au transfert radiatif et non à l'équation d'état seulement, nous avons effectué la même simulation sans le transfert radiatif. Les résultats apparaissent sur la figure 7 (cercles vides). Clairement, l'évolution suit une tout autre direction. La température est très largement surestimée en l'absence de transfert radiatif. De plus, cette augmentation rapide de la température freine complètement l'effondrement (puisque la pression augmente trop vite) et il ne peut y avoir formation d'étoiles.

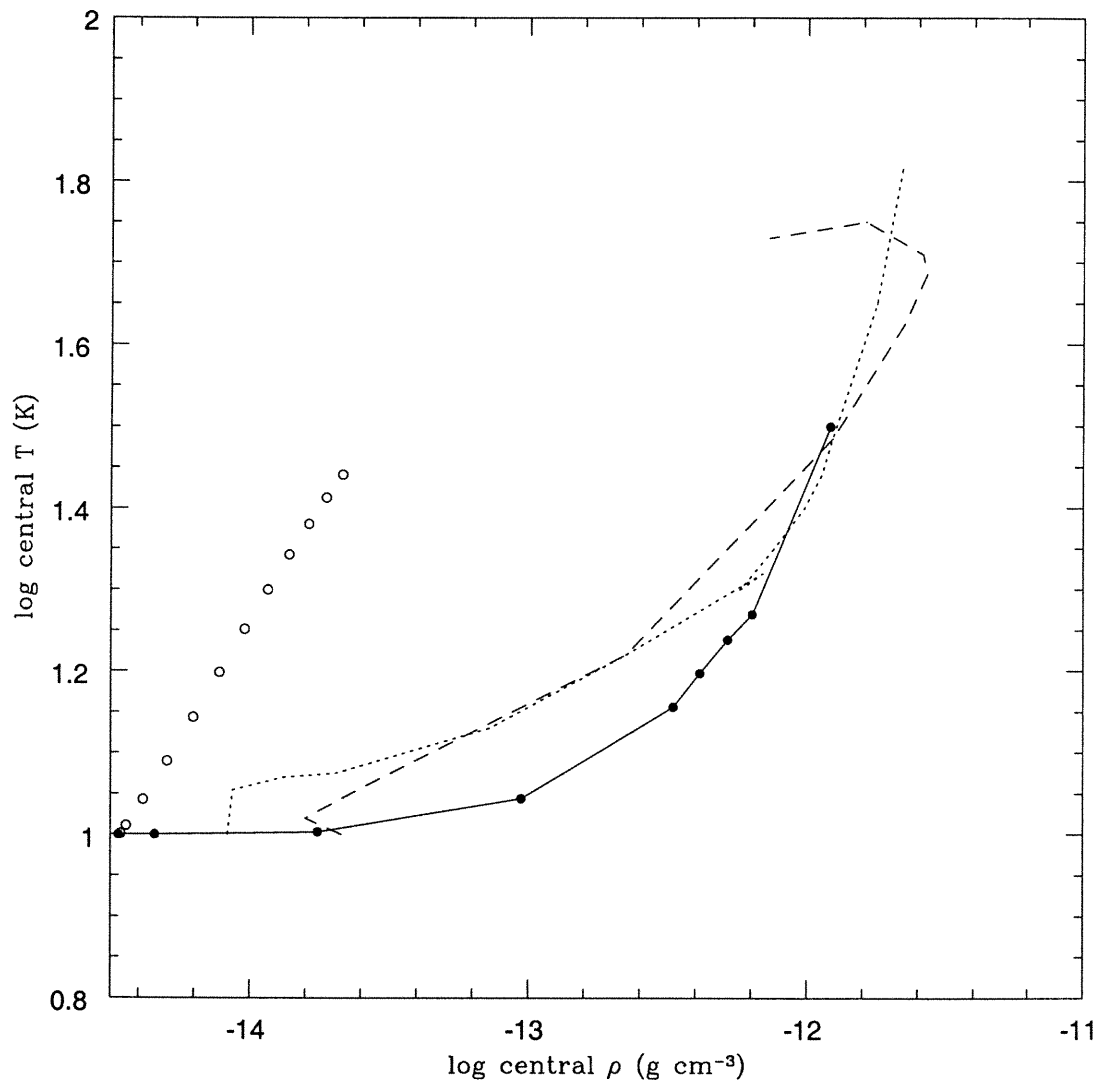


Figure 7: Évolution de la densité centrale en fonction de la température centrale pour le cas du test non isotherme. La ligne en pointillés est celle du code cartésien de MB, la ligne en tirets est celle du code sphérique de MB et la ligne en traits pleins est celle du code SPH. L'effondrement sans transfert radiatif (ronds vides) est également montré.

3.6 Test du cas de la conduction thermique

Le comportement du code peut être testé de manière plus rigoureuse dans le cas de la conduction thermique puisque les équations sont les mêmes. Un tel test a déjà été mis à profit par Brookshaw (1984) pour tester l'équation 2.31. Aussi, Cleary &

Monaghan (1999) ont utilisé ce test, mais dans leur cas, ce fut fait avec l'équation de conduction artificielle 2.19. Malgré le fait que l'équation du transfert radiatif sous forme SPH (2.31) a déjà été testée par Brookshaw en 1984, nous nous proposons de refaire ce test dans le but de démontrer le bon fonctionnement de notre méthode de résolution mentionnée aux sections 3.2 et 3.3.

La conduction thermique dans un corps fait d'un matériau homogène est gouvernée par l'équation de la chaleur

$$\frac{dT}{dt} = c^2 \nabla^2 T \quad , \quad (3.7)$$

où T est la température dans le corps et $c^2 = \frac{\kappa}{\sigma\rho}$ avec la conductivité thermique κ , la chaleur spécifique σ et la densité du matériau ρ . $\nabla^2 T$ est le Laplacien de T donné ici en une dimension

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad . \quad (3.8)$$

Considérons la température dans une longue barre mince homogène en cuivre de section transversale constante. La barre est orientée le long de l'axe des x et parfaitement isolée. Donc le flux de chaleur se déplacera dans la direction de l'axe des x et la température ne dépendra que de x et du temps t . Soit une barre de cuivre de longueur $L = 80$ cm et ayant une distribution initiale en température telle que

$$T(x, 0) = 100 \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) \quad , \quad (3.9)$$

où la température est en Celcius. Les deux extrémités de la barre sont maintenues à 0°C . La solution analytique de ce problème est connue et se présente comme suit

$$T(x, t) = 100 \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) e^{-\lambda^2 t} \quad , \quad (3.10)$$

où $\lambda = \frac{c\pi}{L}$ et $c^2 = 1,158$ cm²/s pour le cuivre. Puisqu'il existe une solution analytique à ce problème, il sera facile de faire une comparaison de nos résultats.

Donc nous aurons une barre de cuivre avec ses deux extrémités fixées à 0°C et le centre de la barre initialement à un maximum de 100°C . L'équation 3.10 nous dit que le comportement de la barre devrait nous donner une distribution en température qui diminue avec le temps tout en gardant sa forme sinusoïdale. Avec un temps qui tend vers l'infini, la barre finira par atteindre une température uniforme de 0°C sur toute sa longueur.

L'équation de conduction thermique 3.7 contient une double dérivé que l'on résout à l'aide de l'équation 2.23. Sous sa forme SPH, l'équation 2.23 s'écrit

$$\frac{d^2T}{dx^2} = 2 \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} \frac{(T_i - T_j)}{(x_i - x_j)} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i} \quad (3.11)$$

Les résultats de notre simulation du refroidissement d'une barre cylindrique de cuivre de 80 cm de longueur et de 4 cm de rayon avec 4000 particules sont présentés à la figure 8 pour quatre moments différents. Initialement (à $t = 0$), les points représentant la distribution de température de la barre pour SPH débutent aux mêmes températures que la courbe de distribution analytique. Ensuite, pour les temps $t = 100$ s, $t = 500$ s et $t = 1500$ s, on voit que les points suivent très bien la courbe analytique mais semble légèrement sous-estimer la baisse de température. On retrouve la plus grande différence entre SPH et le calcul analytique autour de $t = 500$ s avec une différence de moins de 2°C . Si on considère la température calculée en Kelvin, cela représente un écart $< 1\%$. En plus de bien suivre la courbe analytique tout le long de l'évolution dans le temps, le calcul SPH reproduit très bien le profil sinusoïdal prévu par la théorie. Cette simulation démontre aussi que notre choix dans la façon de traiter les conditions de bord, quoique simple, s'adapte parfaitement aux problèmes de transport de chaleur. En effet, Brookshaw (1984) a obtenu une déviation marquée de la température près des bords pour son test du cas de la conduction thermique. Ses conditions de bords avaient été simulées par une équation construite à partir d'arguments physiques. Mais nos résultats démontrent qu'une simple condition de bord comme la nôtre est plus souhaitable.

Nous avons démontré que le code SPH avec transfert radiatif fonctionne adéquatement. Notre contribution personnelle fut la découverte de l'application de la méthode de résolution appropriée. La racine de l'équation 3.3 est trouvée par la méthode Van-Wijngaarden-Dekker-Brent. Mais, ce qui est primordial, est que la partie radiative de l'équation 3.3 doit être résolue simultanément pour chaque particule sinon, il n'y a pas de convergence. De plus, notre utilisation d'une simple condition de bord s'est montrée efficace par rapport aux conditions de bord utilisées par Brookshaw (1986). Dans le test du cas non isotherme, les résultats de notre code sont comparables à ceux des deux codes à grille de MB. Notre courbe de la figure 4 ne subit aucun retour en arrière comme le fait les deux courbes de MB et aussi, nous évitons tous sursauts dus

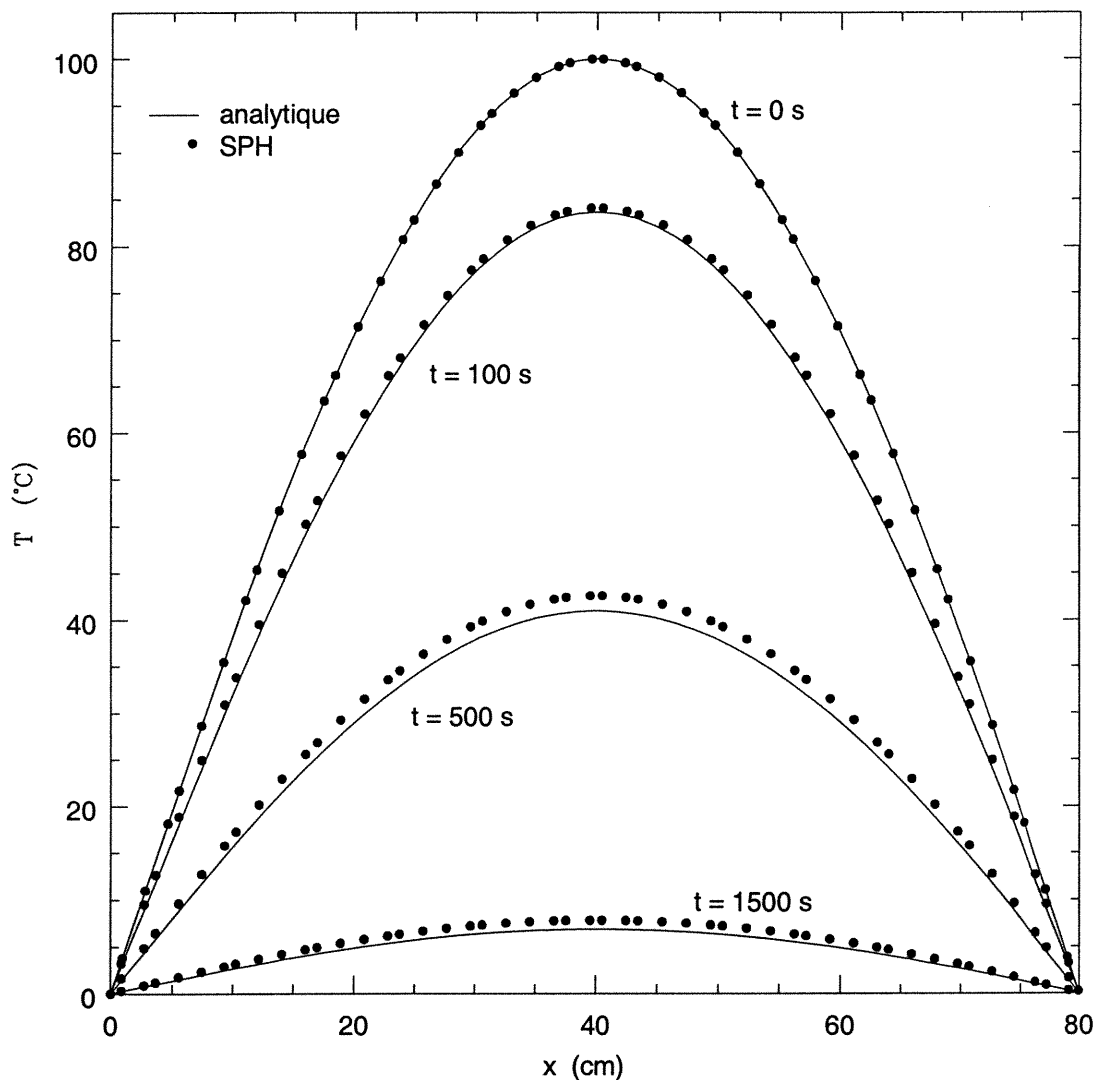


Figure 8: Refroidissement d'une mince barre de cuivre. On peut voir les résultats de la simulation SPH à quatre différents temps en comparaison avec le calcul analytique initialement à $t = 0$ s, à $t = 100$ s, à $t = 500$ s et à $t = 1500$ s. Les calculs SPH suivent d'assez près la baisse de température et la forme sinusoïdale prévue par la théorie.

à la redivision des grilles puisque SPH utilise des particules. Dans le test du cas de la conduction thermique, les résultats de la simulation SPH reproduisent très bien le refroidissement calculé analytiquement. Ces excellents résultats suggèrent fortement la bonne fiabilité de notre code.

Chapitre 4

Applications

4.1 Motivation

Au chapitre précédent, nous avons démontré le bien-fondé de notre code ainsi que quelques-uns de ses avantages (pas de retour en arrière et pas de grilles à rediviser). Cependant, il reste encore un point sur lequel le code n'a pas encore fait ses preuves. On doit pouvoir l'utiliser dans une situation concrète de recherche. Nous nous proposons de montrer dans ce qui suit deux exemples dans lesquels le programme sera utilisé, soit dans une étude du disque d'accrétion et aussi dans une étude du phénomène FU Orionis. Ces deux exemples ne seront toutefois pas approfondis dans leurs détails car ils constituent à eux seuls un projet.

4.2 Étude du disque d'accrétion

4.2.1 Paramètres de départ

Avant que ne survienne l'étape de la classe 0 dans le processus d'évolution de la formation d'une étoile, il y a ce que nous nommons la classe -1 (voir chapitre un). À notre connaissance, aucune observation révélatrice n'a été faite à ce jour sur la classe -1 . En effet, il apparaît difficile d'observer un nuage moléculaire en effondrement et de séparer le disque d'accrétion de son enveloppe à partir du spectre recueilli. À ce stade d'évolution, le disque est complètement masqué par son enveloppe d'autant plus qu'il

n'y a pas encore d'étoile en son centre. Cependant, quelques simulations numériques furent effectuées. Le tableau II résume les principaux résultats obtenus. Toutes ces simulations (sauf Viau) ont été faites à partir de codes utilisant des grilles.

Nous nous proposons ici d'utiliser notre code SPH avec transfert radiatif pour produire et faire évoluer autant que faire se peut un disque d'accrétion à partir d'un nuage moléculaire. Pour débiter, il s'agit de trouver de bons paramètres de départ qui produiront éventuellement le disque désiré. Bonnell & Bastien (1992a) nous offrent un large éventail d'essais produits à partir du code SPH avec différents paramètres de départ qui peuvent nous servir de guide. Ce code dans sa version de 1992 n'avait pas de transfert radiatif (donc des essais isothermes) et n'avait pas non plus la même équation d'état que la nôtre. Mais les comportements généraux dus aux changements de paramètres restent tout à fait valables puisque la première phase d'effondrement se fait de façon isotherme dans les deux versions du code. Dans notre version avec transfert radiatif, le transfert radiatif devrait avoir pour effet de maintenir le nuage moléculaire isotherme jusqu'à une densité d'environ 10^{-13} g/cm³ en laissant s'échapper le surplus de chaleur vers l'extérieur du nuage.

Nos paramètres de départ consistent en un nuage cylindrique dont la longueur initiale est de 0,23 pc et un ratio L/D (longueur sur diamètre) de 2. Le cylindre possède une petite rotation initiale Ω_{\perp} autour de son axe perpendiculaire à l'axe majeur de 1×10^{-14} rad s⁻¹. La masse totale M du nuage est de $2 M_{\odot}$ avec densité uniforme ce qui nous donne un nombre de Jeans J_0 (rapport de l'énergie gravitationnelle à l'énergie thermique) de 1,07. La température T uniforme de départ est fixée à 10 K. Une abondance de $X = 0,70$, $Y = 0,28$ et $Z = 0,02$ est utilisée, c'est-à-dire des valeurs typiques que l'on retrouve dans le voisinage solaire. La viscosité (artificielle) restera présente tout au long du calcul.

Le maximum de particules qu'il nous est possible d'utiliser avec une géométrie cylindrique est de 8000. Au-delà de ce nombre, le système ne peut plus compiler le programme par manque d'espace mémoire. De plus, avec un tel nombre de particules, le système ne peut exécuter qu'une tâche à la fois et celle-ci dure plus de deux semaines. En effet, l'espace mémoire requis est d'environ 1,2 Go.

La faible valeur du nombre de Jeans est essentielle. En effet, si nous prenons un J_0 plus grand, nous nous retrouvons avec deux fragments qui se forment à chaque

extrémité du cylindre qui finiront par se rapprocher et entrer en interaction au centre. Nous devons toutefois garder ce nombre > 1 pour qu'il y ait tout de même effondrement. La rotation initiale Ω_{\perp} , essentielle pour qu'il y ait formation d'un disque, ne doit pas être à une valeur plus élevée que 1×10^{-14} rad/s car nous aurons alors fragmentation dans le disque lui-même une fois qu'il sera formé, ce que nous ne voulons pas.

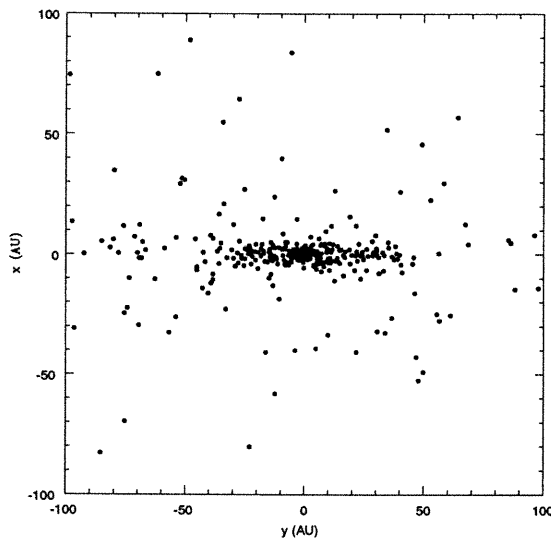


Figure 9: Disque d'accrétion dans le plan y - x . Le disque apparaît par la tranche. La longueur de lissage (h) est de 0,5 AU. La figure ne comprend qu'une petite partie (le centre) d'un énorme nuage.

Somme toute, nous obtenons le disque illustré à la figure 9 dans le plan y - x et à la figure 10 dans le plan y - z . La tranche du disque apparaît clairement dans la figure 9. Cette tranche possède une épaisseur de moins de 20 AU. On remarque aussi que le

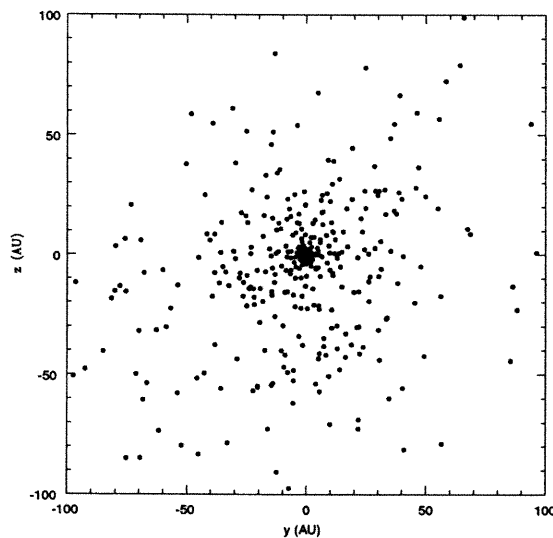


Figure 10: Disque d'accrétion dans le plan y - z . Le disque apparaît vu du dessus. La longueur de lissage (h) est de 0,5 AU. La figure ne comprend qu'une petite partie (le centre) d'un énorme nuage.

disque semble commencer à disparaître à partir de 50 AU. Au-delà de 100 AU le disque est complètement disparu. Avant que l'étoile centrale n'amorce ses réactions nucléaires, le disque augmente de rayon avec le temps. Les figures 9 et 10 nous montrent le disque à $2,128 t_{ff}$ d'évolution (où $t_{ff} = 8,843 \times 10^{12}$ s) depuis le début de la simulation soit quelques 750 ans avant le temps d'évolution maximal de $2,131 t_{ff}$ que nous avons atteint. Au temps d'évolution maximal, le disque commence à disparaître à ≈ 60 AU. La température maximale atteinte était de 1600 K. La masse du disque était de $0,2 M_{\odot}$ et elle grossissait de plus en plus. Il était dès lors impossible de continuer la simulation plus loin car à ce stade, les pas de temps nécessaires à la continuité de l'évolution sont devenus plus petits que la précision de la machine ($< 10^{-6}$). Par exemple, si on est rendu à un temps de $t_i = 1,234567$, et que le prochain pas de temps nécessaire est de $0,0000001$, la différence entre le temps final t_f et le temps initial t_i sera de zéro, ce qui résultera en une division par zéro.

À un certain point, les particules dans les zones les plus denses sont tellement proches les unes des autres que le pas de temps nécessaire pour évaluer leur mouvement mutuel à l'intérieur de la précision voulue devient très petit. Pour restreindre ce rapprochement, on impose une distance minimale de rapprochement entre les particules par un h minimum dans l'équation 2.6. Une fois cette distance minimale atteinte, les particules ne se rapprocheront pas d'avantage. Ceci a pour effet de garder les pas de temps assez grand pour une plus grande durée de la simulation mais en contrepartie, cela diminue la précision à petite échelle. Dans notre cas, nous avons imposé un h_{min} de 0,5 AU.

4.2.2 Distribution en densité

La figure 11 nous montre la distribution en densité tout le long du disque. Malgré le fait qu'il n'y ait probablement pas grand lien entre le transfert radiatif et la distribution en densité dans le disque à ce stade d'évolution, nous nous permettons quand même une description sommaire de cette variable de base.

La distribution en densité de la région interne des nuages moléculaires est très peu connue compte tenu de la difficulté d'aller observer profondément à l'intérieur des agglomérations (Mundy et al. 2000). Cependant, les modèles d'effondrement (par

exemple, Foster et Chevalier 1993; Shu et al. 1993) suggèrent tous un nuage ayant comme enveloppe un profil de densité tel que $\rho \sim r^{-2}$ ainsi qu'une région centrale ayant plutôt un profil tel que $\rho \sim r^{-\frac{3}{2}}$. Cette dernière relation représente en fait un profil képlérien. Avec raison, cette distribution de la densité en fonction du rayon dans le disque est utilisée comme étant le modèle standard.

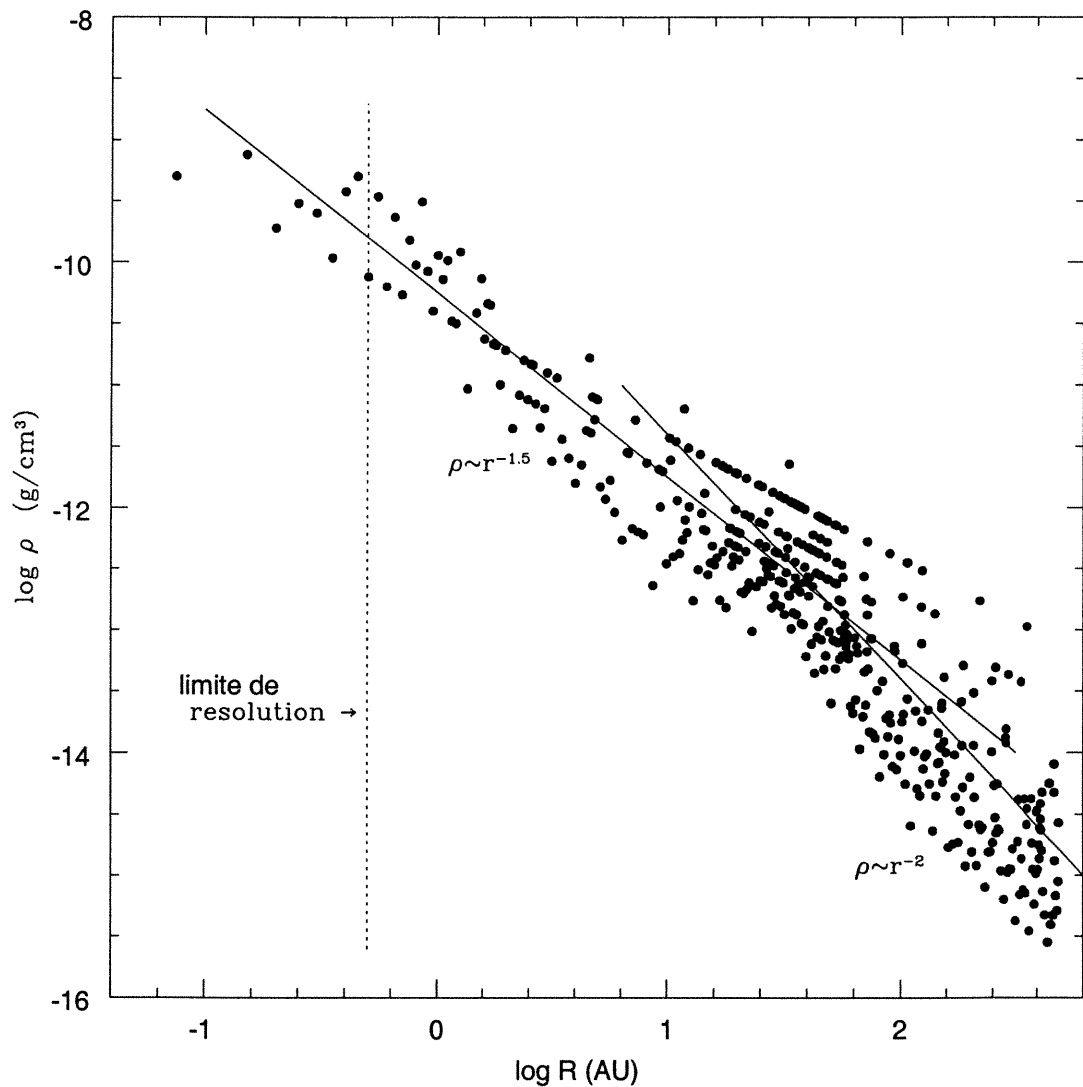


Figure 11: Densité en fonction du rayon du disque d'accrétion au temps final de 2,131 t_{ff} . Une droite montrant la relation $\rho \sim r^{-\frac{3}{2}}$ pour la région $< \approx 60$ AU est illustrée ainsi qu'une droite montrant la relation $\rho \sim r^{-2}$ pour la région $> \approx 60$ AU. La limite de résolution de 0,5 AU est aussi illustrée sur la figure.

Sur le graphique de la figure 11, nous avons représenté les deux dépendances en $\sim r^{-\frac{3}{2}}$ et en $\sim r^{-2}$ par mesure de comparaison avec les modèles antérieurs. La région correspondant à l’enveloppe à l’extérieur du disque ($\gtrsim 60$ AU) suit à peu près fidèlement la droite $\rho \sim r^{-2}$. Ensuite pour la région interne où se trouve le disque, on voit que la densité suit là aussi à peu près fidèlement la droite $\rho \sim r^{-\frac{3}{2}}$. Ce sont donc deux très bonnes indications qui nous informent de la validité de notre disque. Comme il se doit, le disque suit une distribution en densité conforme à un profil képlérien tel que stipulé par le modèle standard. De plus, le disque est entouré d’une enveloppe qui elle aussi est conforme aux prédictions faites par les modèles. Il faut cependant garder à l’esprit, comme le montre la figure 10, que le nombre de particules à $r > 20$ AU est faible en comparaison avec le nombre de particules au centre. Ce qui rend les résultats à $r > 20$ AU un peu moins fiable. Toutefois, ces résultats nous suggèrent tout de même que notre disque ainsi que le code avec lequel nous l’avons calculé sont tout à fait acceptables.

On peut aussi remarquer pour la région centrale vers $\lesssim 0,5$ AU, que tous les points ont tendance à former un plateau. En effet, puisque la résolution de notre simulation ne va pas en-deça de 0,5 AU, la description du disque à $R < 0,5$ AU n’est plus fiable. Ce qui se passe alors est que tous les points au-delà de la limite de résolution ne font que nous informer sur l’ensemble de cette “région interne”. Il est donc tout à fait normal d’obtenir un ensemble de points ayant tendance à indiquer à peu près la même densité.

Il semble y avoir trois creux qui se forment aux rayons de 1, 5 et 35 AU. Cette forme en escalier que nous donne la distribution en densité nous révèle simplement la présence d’ondes de densité dans le disque. Aux endroits où l’onde est présente, les points seront en général plus denses que dans les zones entre ces mêmes ondes.

4.2.3 Distribution en température

Une variable tout à fait en rapport direct avec le transfert radiatif est montrée à la figure 12. Il s’agit de la température en fonction du rayon du disque. Comme on pouvait s’y attendre, la température débute au centre ($r = 0$ AU) à partir d’une température maximale (ici 1600 K) pour ensuite diminuer progressivement à mesure

Tableau II: Résultats des calculs d'effondrement de nuages moléculaires

Auteurs	R (AU)	T (K)
Tscharnuter (1978); Boss (1984)	20	100
Tscharnuter (1987)	1	2000
Yorke et al. (1993)	< 5	240
	500	30
Viau	< 0,5	1600
	1	1200
	2,5	700
	5	400
	10	200
	20	100
	45	60
	60	25
	100	10

que l'on se dirige vers la bordure du disque. Une fois la bordure atteinte puis dépassée, la température atteint puis reste à une valeur à peu près stable de 10 K qui est, nous le rappelons, la condition de bord imposée à notre cylindre dont les bords sont malgré tout encore très loin. La dépendance de la température en fonction du rayon diminue avec la distance au centre selon une loi en puissance. Cette fonction est illustrée par trois droites dans la figure 12. Pour la région à partir du centre du disque jusqu'à ≈ 1 AU nous avons $T \sim r^{-\frac{1}{25}}$. Pour la région intermédiaire de ≈ 1 à 60 AU nous avons $T \sim r^{-\frac{9}{10}}$. Finalement, pour la région externe du disque on a une autre dépendance allant de ≈ 30 AU jusqu'à ≈ 80 AU où nous avons $T \sim r^{-2}$. Au-delà, la température reste à un minimum de 10 K.

Le tableau II résume les résultats obtenus par des simulations d'effondrement de nuages moléculaires de quatre auteurs ainsi que les résultats de notre propre code SPH. Tous ces nombres sont, bien sûr, approximatifs. Aucune étoile ne s'est encore formée dans nos calculs. Nous n'avons qu'un disque d'accrétion ayant une grande agglomération centrale.

À 1 AU, nous avons une température de 1200 K comparée à 2000 K obtenue par Tscharnuter (1987). Les paramètres de départ de Tscharnuter (1987) partaient d'un nuage déjà avancé dans l'effondrement. Il avait entre autre des distributions en densité et en température dès le départ de la simulation qui permettaient ainsi de

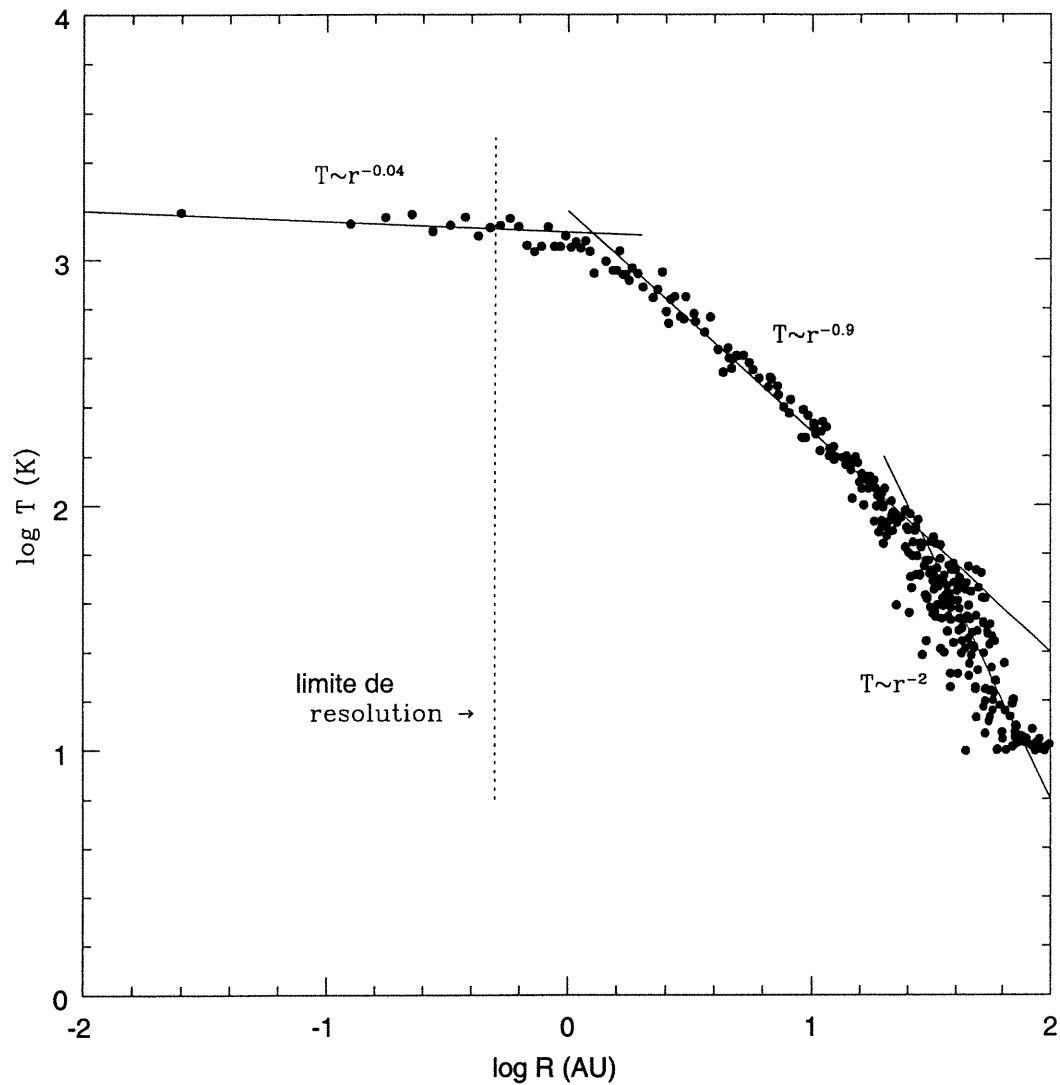


Figure 12: Température en fonction du rayon du disque d'accrétion au temps final de $2,131 t_{ff}$. On y voit trois droites illustrant les relations $T \sim r^{-\frac{1}{25}}$, $T \sim r^{-\frac{9}{10}}$ et $T \sim r^{-2}$. La limite de résolution de 0,5 AU est aussi illustrée sur la figure.

simuler un état avancé dans l'effondrement. De plus, les dimensions du nuage étaient 100 fois plus petites que celles du nôtre. Il est donc tout à fait normal qu'il ait pu atteindre une température maximale aussi élevée avec une telle résolution. Cependant, notre température maximale de 1600 K pour $R < 0,5$ AU démontre bien le potentiel que possède notre code. En effet, cela démontre que notre code peut atteindre de grandes températures tout en ayant une très bonne résolution. Notre code permet

donc l'étude de l'effondrement de nuages moléculaires jusqu'à des températures de plusieurs centaines de kelvin avec une bonne résolution sans avoir besoin de débiter les simulations dans un état déjà avancé.

À 5 AU, nous avons une température de 400 K comparée à un maximum de 240 K pour Yorke et al. (1993). Comme conditions de départ, ils utilisent des dimensions quatre fois plus petites que les nôtres, une température deux fois plus élevée et une densité bien plus grande. Malgré toutes ces différences, sans compter qu'ils n'ont même pas les mêmes opacités, les deux températures ne sont pas si dissemblables. Ce qui suggère la validité de nos résultats.

À 20 AU, il est tout à fait exceptionnel d'obtenir une température semblable aux calculs de Tscharnuter (1978) et de Boss (1984) malgré les différences entre ces codes. Par exemple, Tscharnuter (1978) utilisait un refroidissement artificiel pour simuler toute les pertes en énergie radiative hors du nuage. Encore une fois, ceci démontre la validité de notre code.

À partir de 100 AU, l'extrémité de notre disque a été atteinte et nous atteignons par le fait même une température de 10 K qui est en fait la température du restant du nuage ne faisant pas partie du disque. Les calculs de Yorke et al. (1993) produisent un disque allant jusqu'à 500 AU pour une température à cet endroit de 30 K. En supposant que le rayon maximal de notre disque soit de 60 AU, nous avons alors $T = 25$ K à l'extrémité. En tenant compte du fait que la température du nuage de Yorke et al. (1993) soit de 20 K (le nôtre est de 10 K), ces deux valeurs sont très concordantes. Dans notre cas, il est normal d'avoir une température plus basse puisque le nuage environnant est plus froid. Donc on peut dire que 25 K et 30 K sont des résultats très similaires.

À partir de ≈ 1 AU jusqu'au centre du disque, les points semblent suivre une relation en $\sim r^{-\frac{1}{25}}$ c'est-à-dire qu'ils forment une pente d'à peu près zéro sur la figure 12. Puisque la résolution ne va pas au-delà de 0,5 AU, il faut s'attendre à voir les valeurs de température plafonner autour de 0,5 AU pour les mêmes raisons mentionnées à la section précédente dans le cas de la densité. Ici, l'effet commence à se faire sentir à partir de 1 AU. La cause de ce plafonnement est due en partie à la résolution de 0,5 AU vu que le plafonnement commence légèrement avant 0,5 AU. Les particules commencent à atteindre le h_{min} , ce qui les empêche de se rapprocher davantage. C'est

aussi le cas si on se fie à la distribution en densité (figure 11). Dans ce dernier cas, il est plus difficile de voir à quel rayon exactement commence le plafonnement mais on peut tout de même dire qu'il se situe autour de 1 AU lui aussi. Une autre explication serait de jeter un coup d'oeil sur la figure 2. On voit que pour des températures très élevées (ce qui est le cas à des rayons < 1 AU), l'opacité chute considérablement ce qui a pour effet de permettre à la radiation de mieux s'échapper et ainsi plafonner jusqu'à un certain point la distribution en température à cet endroit. La figure 15 nous permet aussi de voir la profondeur optique commencer à chuter pour les rayons près du centre. Ce qui veut dire qu'à ce moment-là, le milieu devient optiquement moins opaque. Un tel comportement nous amène à soupçonner qu'il pourrait peut-être y avoir une seconde phase d'effondrement dans le coeur de l'agglomération centrale du disque (telle que l'a déjà répertoriée Larson 1973) qui entraînera sans doute rapidement la formation d'une jeune étoile.

Aux valeurs intermédiaires de rayons (entre ≈ 1 et 60 AU), les points suivent une relation en $\sim r^{-\frac{9}{10}}$. Par mesure de comparaison, nous n'avons que des cas où il y a la présence d'une étoile au centre du disque. La distribution en température comporte fort probablement des différences par rapport à nous à cause de l'étoile centrale qui réchauffe le disque. De plus, tout comme c'était le cas pour la distribution en densité, il faut garder à l'esprit que l'on peut moins se fier à la distribution en température à partir de $r > 20$ AU puisque les particules SPH dans notre disque deviennent moins nombreuses au-delà de ces rayons. Mais il est quand même intéressant de faire les comparaisons.

Les relations habituellement obtenues parmi les observations et les calculs de disques d'accrétion sont des distributions de température de surface. Dans les plus anciennes nous avons $T \sim r^{-\frac{3}{4}}$ calculée théoriquement par Lynden-Bell & Pringle (1974) ainsi que $T \sim r^{-\frac{1}{2}}$ observées par Beckwith et al. (1990). Ces deux dernières relations possèdent un exposant tout de même dans le même ordre de grandeur que le nôtre ($-\frac{9}{10}$) malgré la présence d'une étoile centrale. Mais si on regarde les simulations faites par Boss & Yorke (1993,1996), ceux-ci ont obtenu avec leurs échantillons des relations allant de $T \sim r^{-\frac{1}{2}}$ à $T \sim r^{-\frac{3}{2}}$. Encore une fois malgré la présence d'une étoile centrale dans leurs simulations, notre résultat (exposant $-0,9$) est tout à fait en accord avec les valeurs de Boss & Yorke (1993,1996) (exposant entre $-0,5$ et $-1,5$).

Le système solaire est la transformation finale d'un ancien disque d'accrétion. Depuis longtemps, des études ont été faites afin de déterminer quelle aurait été la distribution initiale en température à la naissance du Soleil. Les premiers modèles furent réalisés par Cameron (1962) et ensuite par Cameron & Pine (1973). Mais en 1974, Lewis établit un profil de température qui permet d'expliquer la structure du système solaire au moment présent. Il obtient $T \sim r^{-1,1}$. Cette relation n'est pas vraiment réfutée de nos jours mais est quand même très contestée. Aujourd'hui certains parlent plutôt de $T \sim r^{-0,5}$ mais peu importe, l'exposant de notre propre relation étant de $-0,9$, il est tout de même remarquable d'avoir une telle similitude entre les deux. De façon plus précise, avec des travaux comme Palme & Boynton (1993), Humayun & Clayton (1995) et Larimer & Wasson (1988) qui, respectivement, à partir de l'abondance ou de l'absence des éléments volatils, de la fraction d'isotope d'éléments volatils et des météorites chondrites pour des rayons de 0,5 AU à 3 AU, ont défini une température dans cette région allant de 1200 K à 1400 K. En comparaison, nous avons la température maximum de 1600 K à des rayons $< 0,5$ AU et une température de ~ 650 K à un rayon de 3 AU (voir tableau II). Compte tenu des différences entre notre calcul et la situation du système solaire, situation dans laquelle une étoile (le Soleil) a réchauffé le disque d'accrétion contrairement à notre simulation où il n'y a pas encore l'étoile centrale pour réchauffer le disque, nous pouvons admettre que ces températures sont tout à fait compatibles. De plus, à des rayons de 5 à 10 AU, Stevenson & Lunine (1988), obtiennent à partir de l'étude de la glace sur les planètes géantes une température de ~ 160 K. En comparaison, nous avons la température de ~ 400 K à 5 AU jusqu'à une température de ~ 200 K à 10 AU. Quoique légèrement supérieures et pour les mêmes raisons mentionnées plus haut, on peut dire que ces valeurs sont encore une fois tout à fait compatibles. Finalement, Mumma (1996) trouve, en étudiant la composition en composés volatils des comètes pour des rayons de 10 à 45 AU, des températures variant de ~ 25 à ~ 50 K. De notre côté, notre simulation nous donne des températures de 60 à 200 K pour ces mêmes rayons. Suivant le même comportement qu'aux rayons plus petits, nous obtenons des températures un peu plus élevées. En supposant que le disque de notre simulation soit plus grand (~ 60 AU) que le disque du système solaire (ceinture de Kuiper à ~ 45 AU), il est donc normal d'obtenir des températures plus élevées à des rayons plus grands par rapport au système solaire puisque dans notre cas le disque s'étend plus loin et va donc mieux retenir la radiation

sur une plus grande distance, c'est-à-dire qu'il sera optiquement plus opaque sur une plus grande distance.

4.2.4 Taux d'accrétion de masse

Afin de vérifier le taux d'accrétion de masse du disque, il suffit de calculer la masse à l'intérieur d'un cylindre plat contenant le disque en entier. Nous avons choisi de prendre un rayon de cylindre de 100 AU avec une épaisseur de 25 AU. On calcule la masse contenue dans le cylindre à un temps donné puis, après un pas de temps, on calcule de nouveau la masse contenue dans le cylindre. Il ne reste plus qu'à faire $\Delta M/\Delta t$ pour obtenir le taux d'accrétion. À partir de $2,1195 t_{ff}$, le disque est suffisamment formé pour effectuer les calculs. Les résultats sont illustrés à la figure 13.

Le taux d'accrétion varie de $\sim 5 \times 10^{-6}$ à $\sim 1 \times 10^{-4}$. Il y a une multitude de "sauts" tout au long de l'évolution du disque qui nous indique que le disque accrete des vagues successives de matière de façon plus ou moins irrégulière. Il fallait d'ailleurs s'attendre à un tel comportement puisque dans un nuage moléculaire, la matière n'est sûrement pas distribuée de manière parfaitement continue à petite échelle. En faisant la comparaison avec le taux d'accrétion du disque de quelques étoiles jeunes (voir tableau III), on remarque que notre taux d'accrétion se situe dans le même ordre de grandeur. Tout particulièrement pour HH111, HL Tauri et L1551 IRS 5, leur taux d'accrétion est exactement entre les bornes de notre simulation. Toutefois, HH30 et T Tauri se situent juste en dessous de notre taux. En tenant compte du fait que les observations du tableau 13 sont tous des cas de disques bien plus évolués que le nôtre et qui possèdent en plus une étoile centrale, il est logique de constater un taux d'accrétion en général plus élevé pour notre disque (voir section 1.4 au sujet de l'évolution des disques d'accrétion).

Le taux d'accrétion a tendance à augmenter lentement à mesure que le disque évolue dans le temps (droite pointillée dans la figure 13). Quoique relativement légère, cette augmentation semble bien réelle. On l'explique en sachant que nous sommes en face d'un disque encore au tout début de son évolution. À la formation, le taux d'accrétion commence d'abord à zéro pour ensuite augmenter de plus en plus jusqu'à atteindre un maximum. Il semble bien que notre disque n'a pas encore atteint ce maximum. Mais

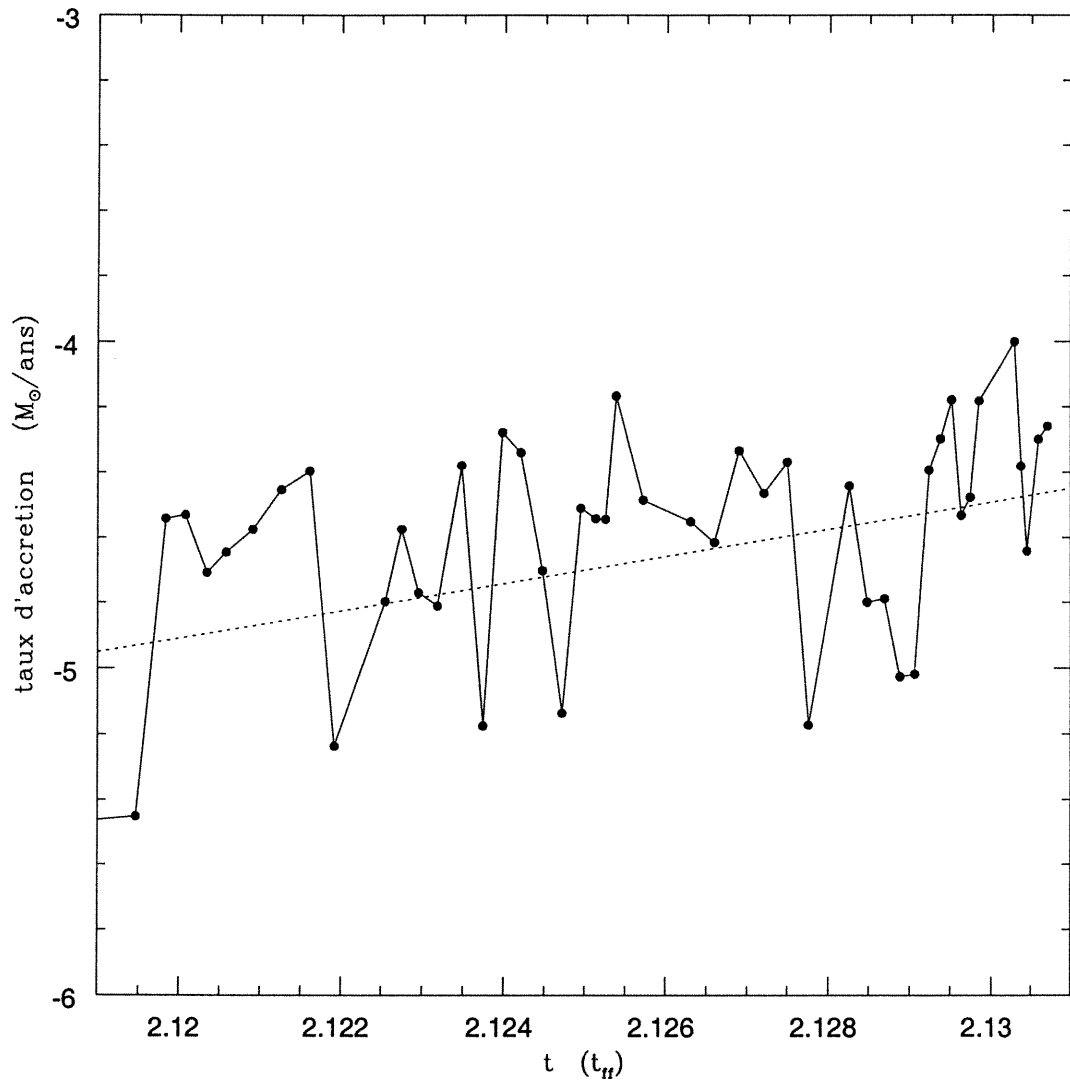


Figure 13: Taux d'accrétion de masse en fonction du temps (points et trait plein). Le temps est donné en unité de $t_{ff} = 8,843 \times 10^{12}$ s. La droite en pointillée donne un aperçu de l'augmentation du taux d'accrétion de masse dans le temps.

on pourrait s'attendre à voir un plateau se former juste après $2,13 t_{ff}$.

Il ne faut pas oublier que la valeur de la viscosité artificielle dans l'équation 2.8 peut influencer le taux d'accrétion. Une valeur plus élevée diminue le taux d'accrétion et une valeur plus basse va l'augmenter. Cependant, le comportement général du taux d'accrétion dans le temps ne devrait pas changer de façon significative.

Tableau III: Taux d'accrétion de masse du disque de cinq étoiles

Nom	taux d'accrétion $M_{\odot}/\text{année}$	
HH30	5×10^{-8} à 10^{-6}	(Burrows et al. 1997)
HH111	$6,9 \times 10^{-6}$	(Yang et al. 1997)
HL Tauri	5×10^{-6} à 9×10^{-6}	(Close et al. 1997; Hayashi et al. 1993)
L1551 IRS 5	$1,1 \times 10^{-5}$ à $2,6 \times 10^{-5}$	(Saito et al. 1996; Ohashi et al. 1996)
T Tauri	2×10^{-7}	(van Langevelde et al. 1994)

Nous avons donc un bon accord entre notre taux d'accrétion et celui observé sur des étoiles jeunes et aussi on constate un comportement des plus logiques de l'évolution de notre disque. Ce qui suggère une fois encore la validité de notre disque. En effet, il est normal de voir le taux d'accrétion augmenter dans le temps jusqu'à une valeur probablement plus élevée que celles observées sur des disques plus évolués. En se basant sur ces résultats et à la description de l'évolution du disque telle que mentionnée à la section 1.4 ainsi qu'à la figure 1, on peut dire en résumé que lorsque le disque se forme, le taux d'accrétion augmente d'abord de plus en plus, il atteint une valeur maximale, il se met ensuite à diminuer (et se refroidir) jusqu'à la disparition complète du disque.

4.2.5 Évolution densité-température

La figure 14 nous montre la relation entre la densité maximale ρ_c (centrale) et la température maximale T_c (centrale). La courbe de la figure 14 est aussi une évolution dans le temps de la température et de la densité tout au long du tracé. Il s'agit d'une excellente façon d'illustrer ce qui se passe en tout temps durant la simulation. Nous avons identifié trois phases distinctes dans la formation et dans le début de l'évolution de notre disque d'accrétion. Ces phases sont séparées en trois régions sur la figure 14 par les lettres A–D.

La première phase A–B caractérise l'effondrement isotherme. C'est une phase qui fut grandement étudiée auparavant dans la série d'articles de Bonnell et Bastien (voir section 1.3) et qui se sont même permis d'aller au-delà de la limite B faute de ne pas avoir de transfert radiatif. Durant cette période, qui est la plus longue de toutes, le nuage moléculaire s'effondre et vient former un disque d'accrétion en maintenant la température minimale de 10 K en tous lieux. S'il en était autrement, c'est-à-dire que

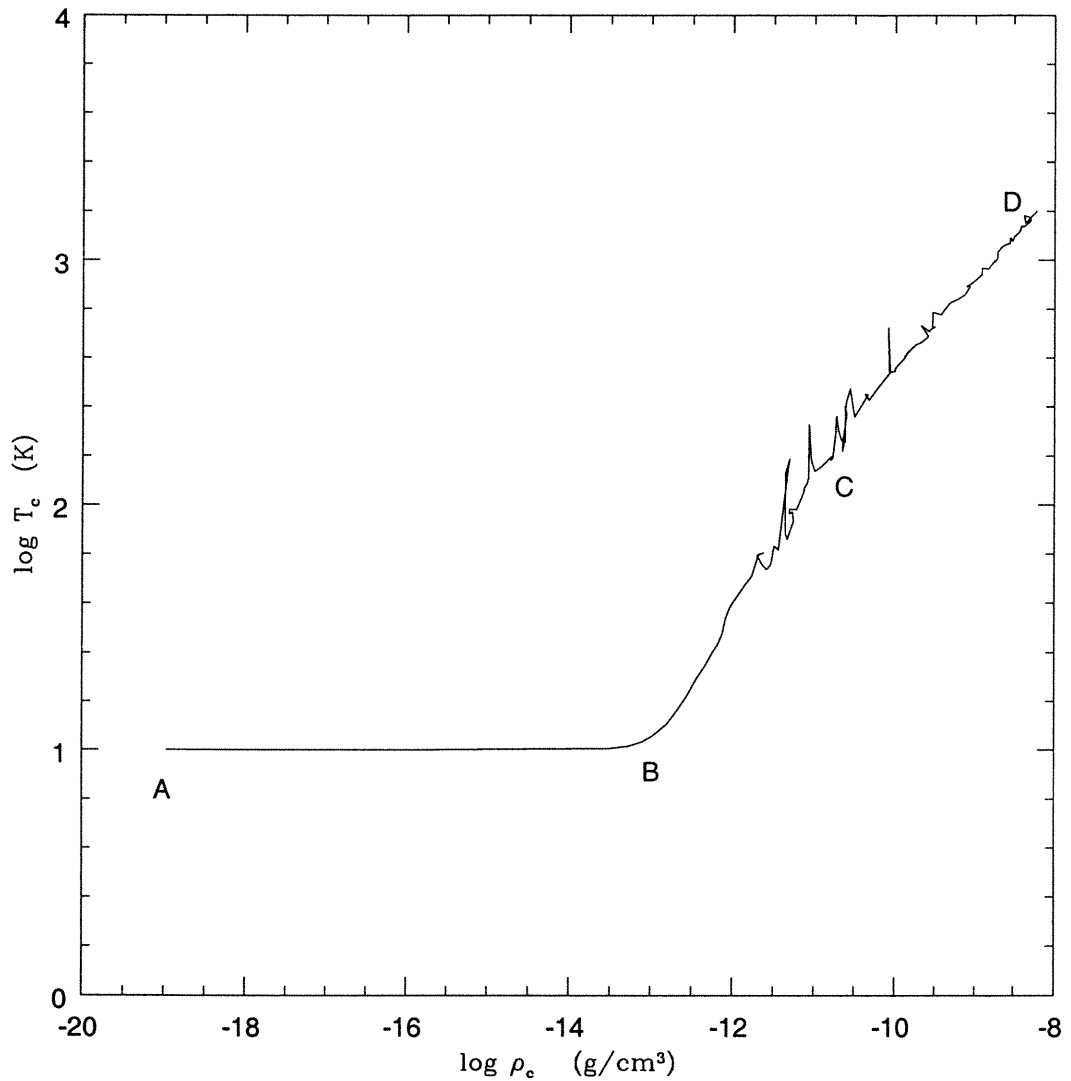


Figure 14: Évolution de la température centrale en fonction de la densité centrale du disque d'accrétion. De A à B on a la phase isotherme de l'effondrement. De B à C on a la première phase non isotherme et de C à D on retrouve la seconde phase non isotherme de l'effondrement.

s'il y avait une élévation dramatique de la température au centre de l'agglomération initiale avant d'avoir atteint les 10^{-14} ou 10^{-13} g/cm³, jamais nous ne pourrions avoir formation de quoi que ce soit car la pression thermique empêcherait toute continuité de l'effondrement.

À partir de 10^{-13} g/cm³, le centre du disque devient optiquement opaque ce qui

occasionne une élévation évidente de la température. C'est le début de la seconde phase B–C. C'est la première phase d'effondrement non isotherme. La pression thermique qui résulte de l'augmentation de la température n'est pas suffisante pour contenir la force gravitationnelle. La phase A–B isotherme a permis à la matière d'atteindre une densité telle qu'une faible augmentation de la température ne peut plus empêcher l'effondrement gravitationnel. Donc la température augmente et en même temps la densité augmente. Il en sera ainsi jusqu'au point C à $T \sim 125$ K où la couche de glace autour des grains de silicate sublime. Toutefois, on remarque vers la fin de la première phase non isotherme qu'il y a quelques soubresauts dans la courbe. Cela est dû à l'inhomogénéité de la matière qui s'effondre sur le centre du disque. Cette matière provient autant de l'enveloppe entourant le disque que du disque lui-même. En effet, dans l'enveloppe, des agglomérations locales ont pu se former sans toutefois dépasser un nombre de Jeans local > 1 . Lorsque ces agglomérations tombent au centre du disque, il en résulte une élévation soudaine en température qui est forcément suivie d'une baisse puisque, conservation de la matière oblige, l'agglomération une fois tombée sera suivie d'une zone plus vide de matière. De même dans le disque, il y a présence d'ondes de densité qui sont visibles comme étant des bras spiraux. Ces bras spiraux sont formés plus ou moins de façon irrégulière. Il y a donc une série de va-et-vient de la matière près du centre, ce qui occasionne des périodes de surplus et des périodes de manque de matière en effondrement. Il en résulte des augmentations et des diminutions de la température un peu saccadées mais qui suivent quand même toujours une évolution globale dans le même sens.

On poursuit avec la région C–D qui est la seconde phase d'effondrement non isotherme. Au point C, la température atteint la valeur $T \sim 125$ K. La couche de glace autour des grains de silicate disparaît, ce qui cause une baisse subitement de l'opacité (voir figure 2). Ensuite, avec l'augmentation de la température, l'opacité continue d'augmenter mais atteint rapidement un sommet autour de $T \sim 300$ K et se maintient à une valeur d'opacité à peu près constante. Il est donc tout à fait naturel de voir la pente de notre tracé $\rho_c - T_c$ s'aplanir. En y portant attention, cette aplanissement est visible sur la figure 14 en comparant la pente de C–D avec celle de B–C. En regardant de très près, cet effet est aussi visible sur le graphe de la figure 4 dans l'article de Tscharnuter (1987) sans que ce dernier ne l'ait toutefois identifié. Les soubresauts de

Tableau IV: Résultats analytiques de la distribution en température au centre du disque

Auteurs	T (K) à 1 AU	T (K) à 2,5 AU	T (K) à 100 AU
Cameron & Pine (1973)	1600-2000	1000-1600	
Cameron (1978)	700	300	
Wood & Morfill (1988)	1000	160	10

la fin de la phase B–C continuent de se manifester au début de la phase C–D, mais ceux-ci semblent disparaître à la fin. Cela est simplement dû au fait que les pas de temps sont de plus en plus petits à mesure que l’on évolue dans le temps. La période que représente la fin de la section C–D est beaucoup plus petite que la période du début de cette même section. Cette courte période à la fin n’est simplement pas assez longue pour contenir un sursaut. Donc finalement, dans cette deuxième phase d’effondrement non isotherme, la densité augmentera plus vite qu’avant par rapport à la température ce qui d’une certaine manière “aide” l’effondrement à se faire. Au point D, on atteint le point où les grains de silicate commencent à se sublimer ($T \sim 1500$ K) et où les molécules de H_2 commencent à se dissocier. Ceci crée une baisse dramatique de l’opacité comme on peut le voir sur la figure 2. Il y aura de toute évidence le début d’une troisième phase d’effondrement non isotherme. Malheureusement, notre simulation n’a pu se rendre plus loin puisque les pas de temps à ce moment là devenaient plus petits que la précision de la machine.

Tel que démontré à la figure 7, la longue section A–B ne peut être dû à l’équation d’état seulement. Si on retire le transfert radiatif de la simulation, la température augmenterait immédiatement à partir du point A. La pression augmenterait trop vite et il n’y aurait pas d’effondrement. Par contre, certaines simulations tentent de reproduire une courbe similaire à celle de la figure 14 sans transfert radiatif comme par exemple Bate (1998). Dans le but de simuler l’effet du transfert radiatif dans une simulation d’effondrement gravitationnel, Bate utilise une équation d’état polytropique $P = K\rho^\gamma$ morcelée en plusieurs parties. Avec une telle équation d’état, on force le nuage à demeurer isotherme jusqu’à la densité 10^{-13} g/cm³ en gardant $\gamma = 1$. De cette façon, on reproduit la section A–B de la figure 7. Pour des densités entre 10^{-13} et 10^{-8} g/cm³, γ vaut 7/5 ce qui permet à la température de s’élever. Cette façon d’interpréter le comportement de la température est totalement différente de la nôtre. Dans notre cas, nous

n'avons nul besoin de forcer artificiellement la température à rester constante durant la phase A–B. Même que notre simulation permet à la température de s'élever avant 10^{-13} g/cm³. De plus, l'équation d'état polytropique ne considère que l'hydrogène dans le nuage moléculaire. Notre équation d'état, à nous, considère, l'hydrogène, l'hélium et les éléments lourds. Nous ne pouvons malheureusement pas faire de comparaisons avec une simulation qui utiliserait une équation d'état polytropique sans transfert radiatif avec nos paramètres de départ décrits plus haut puisque les deux équations d'état sont différentes. En effet, pour les mêmes paramètres, la simulation avec l'équation d'état polytropique nous donne un nombre de Jeans inférieur à 1, donc, pas d'effondrement.

4.2.6 Calcul de la profondeur optique

Le transfert radiatif décrit au paragraphe 2.3 est une approximation surtout valable dans les milieux optiquement opaques. Un calcul de la profondeur optique à différents endroits dans le nuage et dans le disque est nécessaire pour nous convaincre de la validité de nos résultats.

Le calcul de la profondeur optique pour chaque particule se donne comme suit

$$\tau_i = \kappa_i \rho_i h_i \quad , \quad (4.1)$$

où la longueur de lissage h est considérée comme étant l'épaisseur de la particule. Pour obtenir τ à un rayon r donné, on calcule la moyenne de tous les τ_i se trouvant à l'intérieur d'un anneau de rayon moyen r (à $\pm 0,5$ AU). À la figure 15, on peut voir l'évolution de la profondeur optique en fonction de la densité centrale. Cette évolution de τ est équivalente à une évolution dans le temps. À partir d'une densité centrale d'environ 10^{-13} g/cm³, le disque commence à devenir un milieu optiquement opaque. Ceci est en accord avec la figure 14, dans laquelle on peut effectivement voir la température centrale commencer à augmenter autour de 10^{-13} g/cm³. Le rayon de 50 AU se situe à peu près à la limite entre le domaine opaque et transparent. On peut donc dire que toutes les particules qui sont à des rayons plus petits que 50 AU sont très bien interprétées par notre transfert radiatif. Pour les particules qui sont tout juste à des rayons plus grands que 50 AU, notre transfert radiatif devient un peu moins fiable mais il nous donne quand même des informations intéressantes sur la distribution de la température à ces endroits. En effet, pour des profondeurs optiques

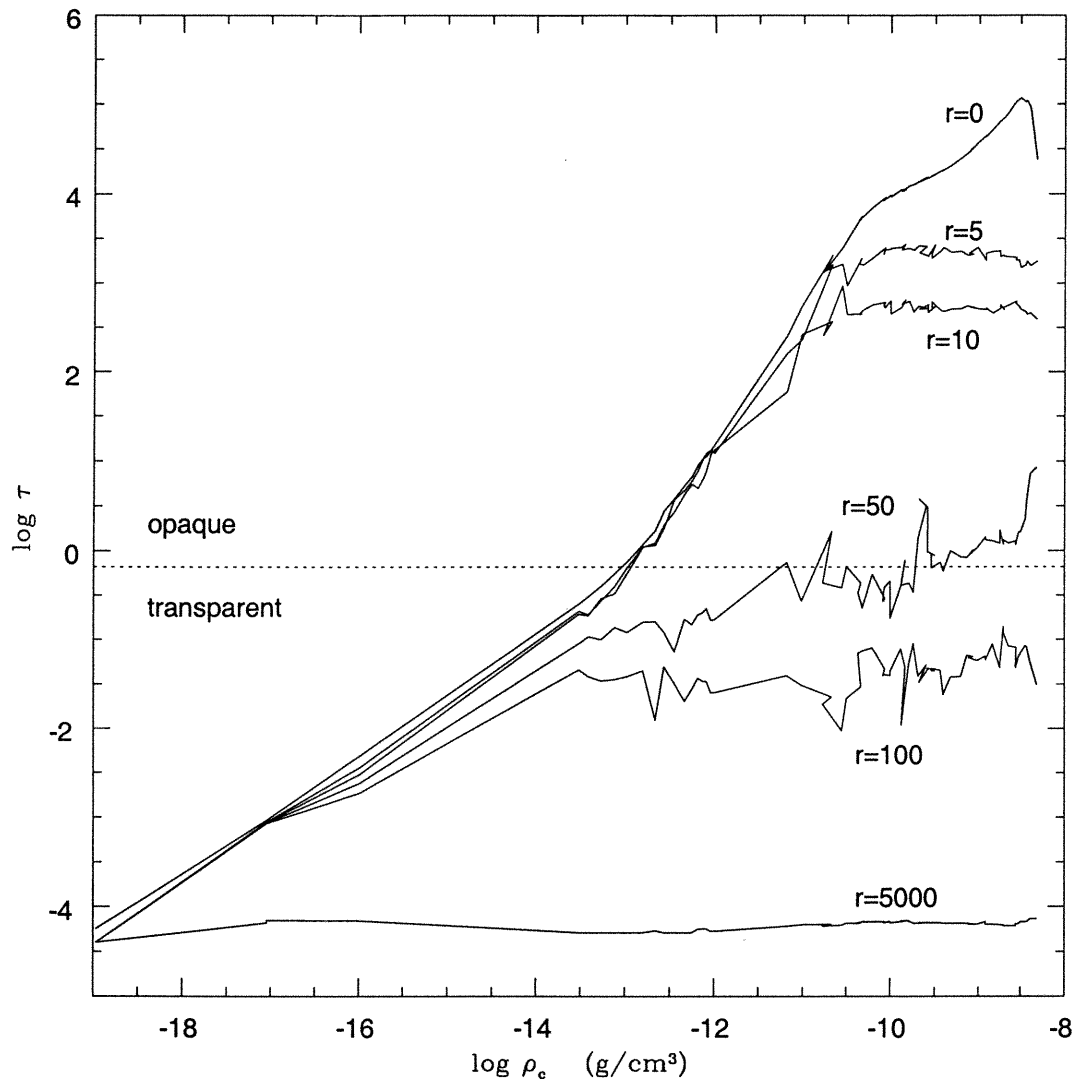


Figure 15: Calcul de la profondeur optique dans le nuage et dans le disque. Les courbes représentent la profondeur optique pour différentes distances dans le disque ($r < 100$ AU) et hors du disque ($r > 100$ AU) par rapport au centre du disque. L'évolution de τ en fonction de la densité centrale est équivalente à une évolution dans le temps. La droite pointillée indique la frontière entre l'optiquement opaque ($\tau > \frac{2}{3}$) et l'optiquement transparent ($\tau < \frac{2}{3}$). On voit que la distance de 50 AU du centre du disque se trouve à peu près sur la frontière.

tout juste sous la barre des $\frac{2}{3}$ (domaine transparent), notre transfert radiatif ne fait que nous fournir des calculs un peu moins précis sans toutefois être complètement à rejeter. Loin au-delà de 100 AU, le milieu est complètement transparent. Comme on

peut le voir sur la figure 15, à 5000 AU, la profondeur optique est de l'ordre de 10^{-5} . La température à ces endroits n'augmente aucunement et demeure à peu près à la température de départ. Malgré le fait que notre transfert radiatif soit valable pour les milieux opaques seulement, il réussit quand même à donner une interprétation acceptable du comportement de la chaleur dans les milieux transparents. Mais il n'en demeure pas moins que notre transfert radiatif demeure une approximation pour ces régions loin du disque.

On peut remarquer sur la figure 15 qu'au centre du disque, la courbe de la profondeur optique a tendance à amorcer une descente. Si on se réfère à la figure 2, on voit que l'opacité, pour les valeurs de température et de densité qui règnent au centre, subit une forte diminution. Il est donc tout à fait normal de voir la profondeur optique diminuer elle aussi lorsqu'elle parvient à ces hautes valeurs de densité et température.

4.2.7 Distribution du spectre d'énergie

Dans le but de comparer la distribution du spectre d'énergie (SED) avec de vrais systèmes, nous allons dessiner la SED de notre propre disque d'accrétion. On peut y parvenir en considérant chaque particule comme un corps noir. On calcule la fonction de Planck pour chacune d'elles et on fait la somme de toutes les contributions de chaque particule à la luminosité (Nelson et al. 2000). En assumant que le disque est vu du dessus, il est alors possible de déterminer la luminosité de chaque particule à toutes les longueurs d'ondes de la façon suivante

$$L_{\lambda}^i = A_i \pi B_{\lambda}(T_{eff}) \quad , \quad (4.2)$$

où A_i est la surface vue du dessus de la particule i et B_{λ} est la fonction de Planck. On calcule l'aire A_i en prenant la longueur de lissage h_i comme le rayon de la surface couverte par la particule i .

Le calcul de la SED de notre disque est montré à la figure 16. On prend la contribution des particules à partir de $\tau = \frac{2}{3}$ (limite de la photophère du disque) jusqu'à la distance de 10 AU au dessus du disque. Le résultat de la SED ne donne pas la distribution d'un corps noir mais présente plutôt un excès dans les longues longueurs d'ondes (courbe en trait). Si maintenant on prend la contribution des particules à

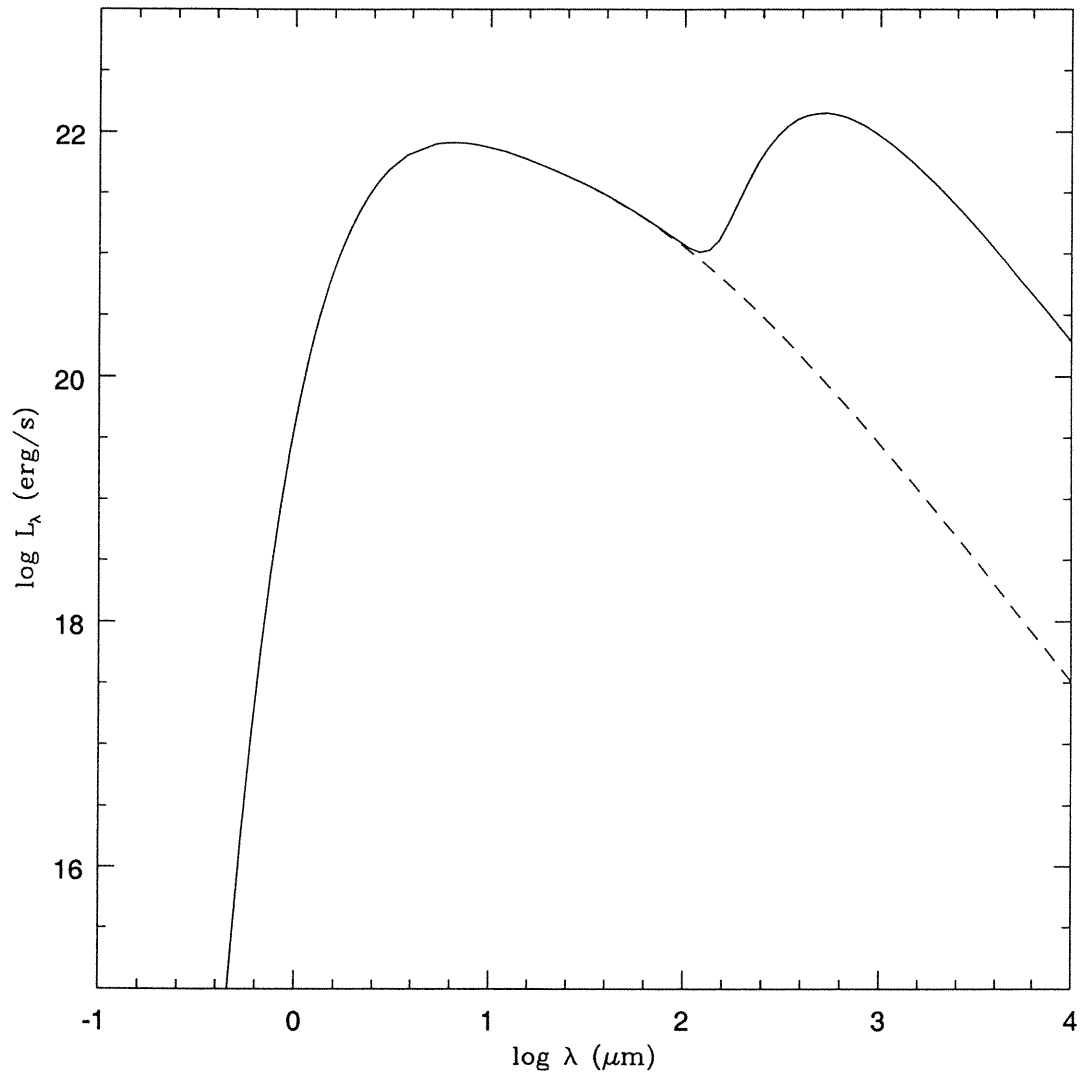


Figure 16: Distribution du spectre d'énergie. La courbe en trait représente le disque sans son enveloppe externe et la courbe en plein, représente le disque plus son enveloppe externe. La luminosité est nettement insuffisante en comparaison aux observations.

partir de $\tau = \frac{2}{3}$ jusqu'à la distance de 1000 AU au dessus du disque, la SED produit alors un spectre avec deux pics. Un pour le centre du disque à ~ 1500 K et l'autre pour l'enveloppe autour du disque à 10 K.

Clairement, la SED du disque de notre simulation ne correspond pas aux SED de disques observés. Nous sommes bien en dessous de la luminosité maximale normalement observée de $\sim 10^{33}$ erg/s (Nelson et al. 2000). Avec une luminosité maxi-

male de $\sim 10^{22}$ erg/s, la radiation émise par notre disque est nettement insuffisante. Cependant, il faut se rendre compte que notre disque ne possède pas d'étoile centrale venant réchauffer le disque (chute et disparition de la courbe de luminosité à partir des longueurs d'ondes dans le visible), ce qui peut contribuer à la faible luminosité de notre disque. Toutefois, il serait plus juste de mentionner que notre disque ne possède qu'une masse d'environ $0,17 M_{\odot}$ ce qui semble insuffisant pour émettre une luminosité comparable aux observations. Notre disque n'est simplement pas assez évolué. Tout de même le spectre montre l'excès "normal" dans les longues longueurs d'ondes dû à la présence du disque. En se fiant seulement à la forme de la SED et non à l'amplitude de sa luminosité, notre disque se situerait entre la classe 0 et la classe I d'après Bachiller (1996).

4.3 Hypothèse sur l'effet FU Orionis

4.3.1 Mise en situation

La classe des objets FU Orionis fut identifiée par Herbig (1977). Il s'agit d'objets appartenant à la catégorie des étoiles de la pré-séquence principale. En fait, les études de modèles et d'observations suggèrent fortement que nous aurions affaire à une époque qui précède la phase T-Tauri (Weintraub & al. 1991; Kenyon & Hartmann 1991; Turner & al. 1997) peut-être même à la classe 0 (André & Montmerle 1994). Cependant, il faut noter que Herbig a observé V1057 Cyg avant son éruption et le spectre qu'il a obtenu est celui d'une T Tauri. Ce qui caractérise les FU Orionis est leur grande variabilité. En effet, ces objets peuvent soudainement augmenter leur luminosité jusqu'à 5 magnitudes en moins de trois ans et diminuer ensuite lentement sur une période pouvant aller jusqu'à une centaine d'années. Pour une revue très détaillée du sujet on peut se référer à Hartmann & Kenyon (1996) et aussi à Bell & al. (2000). Aujourd'hui, on compte une douzaine de FU Orionis.

Une hypothèse provenant de A. Toomre suggère que les éruptions FU Orionis pourraient être dues à la perturbation dans le disque d'accrétion de la jeune étoile causée par le passage d'un compagnon (Kenyon & al. 1988). En effet, Herbig a observé V1057 Cyg avant son éruption et le spectre qu'il avait obtenu était celui d'une T Tauri. Ce qui vient rivaliser avec le commentaire mentionné plus haut à l'effet que les objets FU Orionis seraient une époque qui précède la phase T-Tauri. Bonnell & Bastien (1992b) ont repris la suggestion de A. Toomre et l'ont étudiée à l'aide de calculs numériques effectués pour leur série d'articles portant sur la formation de systèmes binaires (voir chapitre un). Ils déclaraient entre autres que le disque subissait une perturbation dans son taux d'accrétion lors du proche passage d'un compagnon de telle sorte qu'on obtenait une valeur comparable à celle requise pour avoir les variations subites de la magnitude des FU Orionis.

4.3.2 Paramètres de départ

Nous nous proposons de refaire en partie cette même étude mais cette fois-ci avec notre code et son transfert radiatif. Nous aurons donc une information supplémentaire c'est-à-dire la température. Pour ce faire, nous devons calculer une simulation où nous aurons un système binaire de formé avec un disque d'accrétion autour de chaque membre du système. Pour réaliser cela, on peut se référer à l'article de Bonnell & Bastien (1992a) où l'on retrouve une multitude de conditions de départ avec leur résultat final. En fait, nous procédons de la même manière mentionnée à la section 4.2.1. On prend un nuage moléculaire cylindrique ayant une longueur de 0,23 pc et un rapport L/D (longueur sur diamètre) de 2. Sa masse totale est de $3 M_{\odot}$ ce qui équivaut à un $J_D = 1,62$. La composition est de $X = 0,70$, $Y = 0,28$ et $Z = 0,02$. Nous avons aussi doté le nuage d'un gradient en densité qui est représenté par la distribution en masse suivante

$$m(z) = m_0 \left[1 + (A - 1) \left(\frac{z}{L} \right) \right] \quad , \quad (4.3)$$

où m_0 est la masse non perturbée de chaque particule et A vaut dans ce cas-ci 1,13. Le nuage cylindrique possède au départ une rotation perpendiculaire à l'axe principal de $1,5 \times 10^{-14}$ rad s⁻¹. La température de départ a été fixée à 10 K. Vu le temps de calcul énorme que cette simulation demande (celle-ci a duré plus d'un mois), nous avons été contraint de fixer la résolution à une distance minimale de 23 AU telle que choisie par Bonnell & Bastien (1992b). Avec toutes ces conditions de départ, on obtient la formation d'un système binaire dont les deux membres n'ont pas la même masse dû au gradient en densité (équation 4.3). Les deux proto-étoiles se forment puis se déplacent vers le centre où elles se manquent mutuellement dû à la rotation perpendiculaire inculquée au nuage. Elles se mettent alors en orbite l'une autour de l'autre. Avant d'arriver au centre, les deux proto-étoiles ont accumulé par accrétion un disque autour de chacune d'elles. Les deux agglomérations ont au début un rapport de masse (disque + centre) de $\approx 0,66$ et après trois orbites complètes elles ont un rapport de masse de ≈ 1 .

À la figure 17, nous avons illustré le premier passage de l'objet secondaire autour de l'objet primaire. Lorsque les deux objets passent proches l'un de l'autre, l'effet de marée est à son plus fort. Cette interaction causera un changement de l'accrétion de

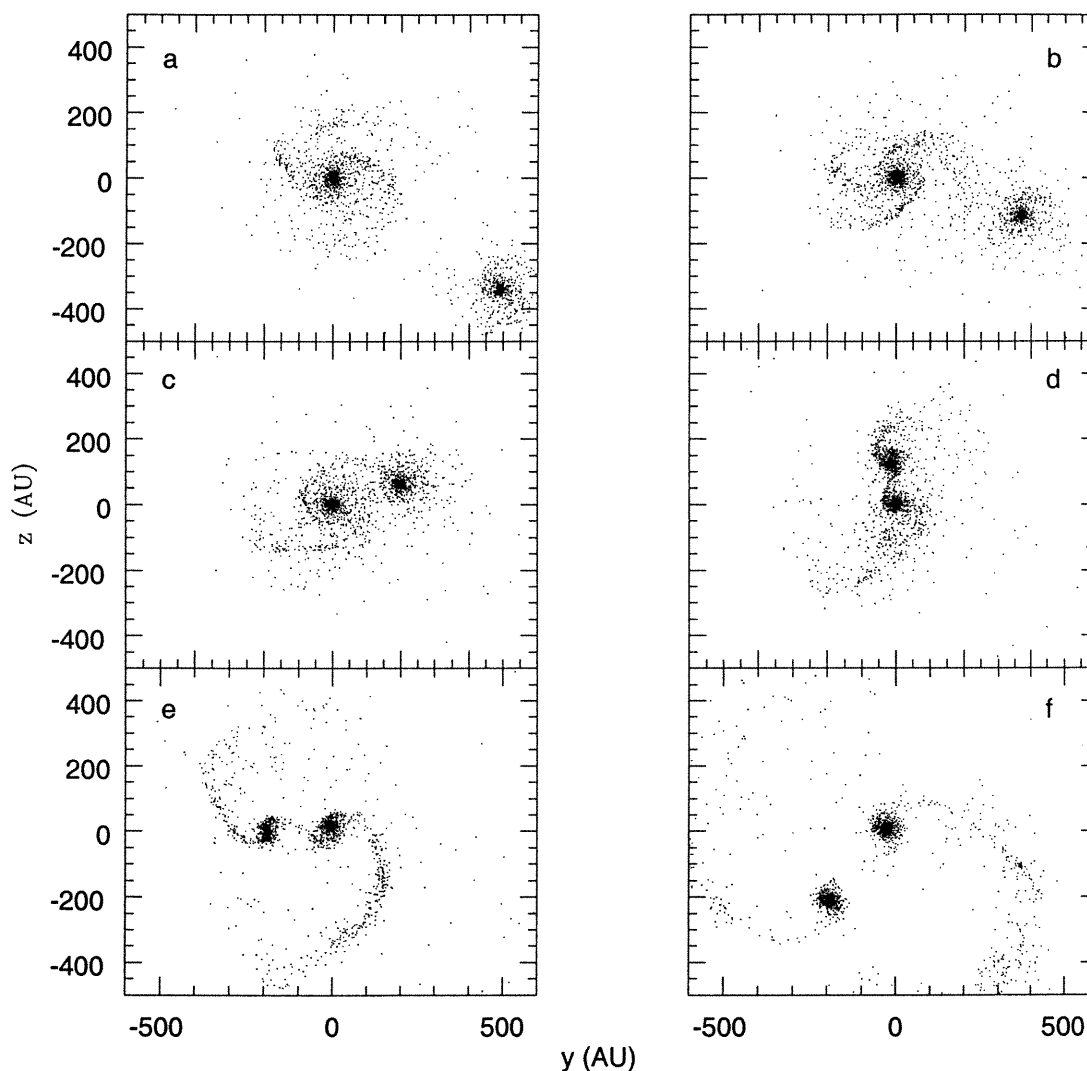


Figure 17: Évolution dans le temps du premier passage rapproché d'un système binaire. On y voit clairement la formation de bras spiraux avant le passage ainsi que la dispersion d'une bonne partie des disques après le passage sous forme d'antennes.

masse dans le système binaire. Le primaire exercera une plus grande influence sur le secondaire à cause de sa plus grande masse. Donc l'accrétion de masse dépend beaucoup du rapport de masse entre les deux étoiles. Le primaire possède au début un disque bien plus imposant que le secondaire. Ainsi, puisque le secondaire passe très proche du primaire, il fera la capture d'une bonne partie de la masse faiblement liée à l'extrémité de ce disque. En suivant le déroulement du premier passage à la figure

17, on remarque d'abord la formation de bras spiraux à l'approche du secondaire¹. Ce dernier passe très près du primaire de telle sorte qu'il peut balayer son disque. Il devrait alors accréter un surplus de masse à partir de ce même disque. Du même coup, le primaire absorbe lui aussi une partie du disque du secondaire, mais puisque le disque de ce dernier est moins imposant, l'accrétion totale de matière sera moins grande. Une fois le passage achevé, les bras spiraux induits dans le disque disperse celui-ci et il ne reste finalement plus grand chose du disque original. Il en reste tout de même une petite partie qui, durant la prochaine orbite, sera réalimentée par l'accrétion de la matière environnante avant le prochain passage rapproché. Nous aurons alors une répétition du processus mais de façon moins intense que la première fois.

4.3.3 Taux d'accrétion

L'évolution dans le temps du taux d'accrétion de masse de notre simulation est montrée à la figure 18. Ce taux a été calculé pour une distance de 23 AU au centre qui est la résolution que nous avons appliquée. Le taux d'accrétion de masse augmente de façon évidente aux moments du passage approché des deux masses. Ces endroits sont indiqués par des flèches. Dans notre cas on réussit à atteindre une valeur de $\approx 1,5 \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{an}$. Ce qui est de l'ordre de la valeur nécessaire prévue afin d'expliquer la luminosité des FU Orionis (Kenyon & al. 1988). Chaque endroit des passages rapprochés est séparé dans le temps par près de 3000 ans, ce qui est bien au-dessus de la période estimée autour d'une centaine d'années entre les sauts de luminosité des FU Orionis. Le taux d'accrétion du secondaire aux passages rapprochés est toujours plus grand que celui du primaire. Ce qui est normal puisque le secondaire subit un plus grand effet de marée par son compagnon plus massif et absorbe aussi une plus grande quantité de matière provenant du disque de son voisin. Mais un dernier aspect à remarquer est qu'il y a, à certaines périodes, un taux d'accrétion négatif d'une ampleur relativement modeste. Ce comportement n'est pas visible sur les graphiques de l'article de Bonnell & Bastien (1992b).

¹Un disque dont le rapport de masse avec l'étoile est de 0,6 ou 1 est instable même isolé et donne lieu à la formation de bras spiraux. Ici, malgré qu'il n'y a pas d'étoile, les bras spiraux qui sont formés avant le premier passage, ne sont pas nécessairement dus aux seuls effets de marée entre les deux objets.

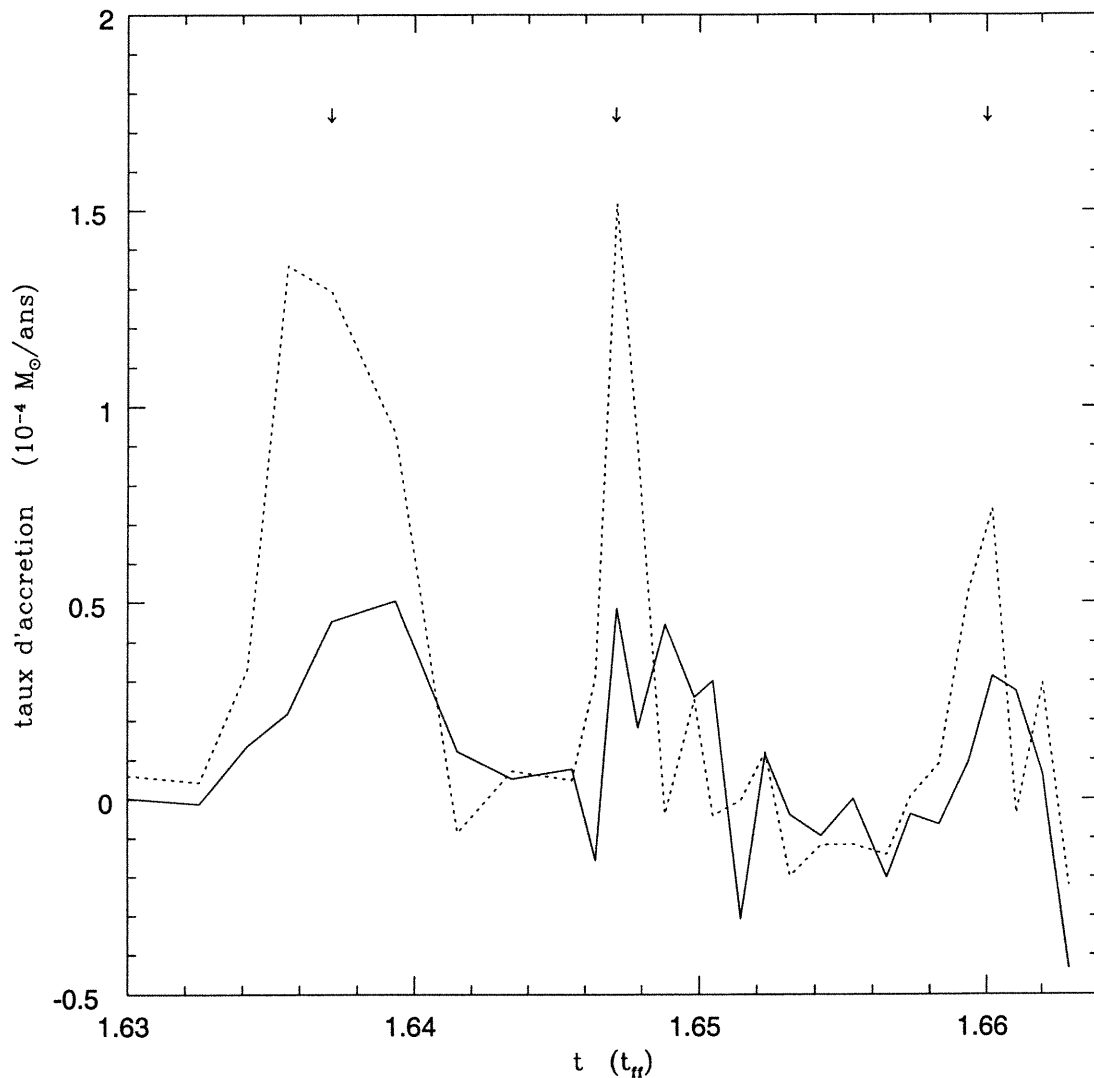


Figure 18: Évolution dans le temps du taux d'accrétion à une distance de 23 AU au centre. Le primaire est représenté par le trait plein et le secondaire est représenté par le trait en pointillé. Les flèches indiquent les temps des trois passages rapprochés ($t_{ff} \approx 228800$ années). On remarque que le taux augmente clairement aux endroits indiqués par les flèches.

On a donc juste avant la première rencontre (extrême gauche du graphique de la figure 18), une augmentation progressive du taux d'accrétion du primaire jusqu'à son niveau le plus élevé au point de rencontre le plus approché des deux masses. Au moment du passage approché, le secondaire pénètre dans le disque du primaire

et s'approprie une grande quantité de matière de ce disque. Son taux d'accrétion subit donc une grande augmentation. Deux autres facteurs contribuent aussi au taux d'accrétion. L'effet de marée qui contracte le centre et l'autre moins important ici, l'accrétion de matière provenant de l'enveloppe toujours présente autour des deux masses. Le primaire de son côté accrète lui aussi de la matière du disque du secondaire mais étant donné que ce dernier est un peu moins grand, le taux d'accrétion du primaire reste en dessous de celui du secondaire. Un fait important à remarquer est que le gros de l'augmentation du primaire apparaît après celui du secondaire, c'est-à-dire décalé vers la droite sur le graphique de la figure 18.

Une fois le premier passage exécuté, les deux objets s'éloignent et on peut s'apercevoir que le taux d'accrétion atteint un niveau proche de zéro. Le primaire a quand même le temps de se reconstituer un petit disque avant le prochain passage du secondaire. Lorsque ce deuxième passage survient, les taux d'accrétion du primaire et du secondaire augmentent sensiblement et en même temps. Le disque du primaire étant de moins grande importance cette fois, il est normal d'avoir des taux un peu moins imposants, mais il reste quand même assez élevé pour le secondaire. Ici aussi, l'élévation de la courbe du primaire survient décalée vers la droite par rapport au secondaire.

Après le deuxième passage, les taux d'accrétion reviennent à leur plus bas comme il se doit. Depuis le deuxième passage, le secondaire a accumulé une masse appréciable. Sa masse totale devient donc très proche de celle du primaire. Les deux masses accumulent donc un disque d'à peu près la même grandeur avant la troisième rencontre. Quand arrive le moment du troisième passage, les disques en présence ont moins de masse et sont moins étendus mais ils sont toujours présents. Il est donc normal de constater une augmentation moindre du taux d'accrétion pour les deux objets par rapport aux deux passages précédents. Le décalage vers la droite de la courbe du primaire est toujours présent mais moins évident.

Durant les phases situées entre les passages rapprochés, le taux d'accrétion descendait autour de zéro mais atteignait aussi des valeurs négatives. Comme on peut le voir à la figure 17, les deux objets subissent un grand nombre de perturbations dues aux effets de marée entre les deux. Ces perturbations vont jusqu'à faire apparaître des bras spiraux (17ab) qui font "détacher" momentanément de la matière du centre. Aussi, il ne faut pas oublier non plus que nous sommes en présence d'une simulation

avec transfert radiatif ce qui permet de discerner les variations de température partout à l'intérieur des agglomérations. Ces variations peuvent créer des différences dans la pression locale faisant se dilater ou se contracter le gaz selon qu'il se réchauffe ou se refroidisse.

4.3.4 Évolution de la température

Un paramètre qui était auparavant impossible d'obtenir avec l'ancienne version de SPH telle qu'utilisée pour l'article de Bonnell & Bastien (1992b) est la température. La figure 19 donne l'évolution de la température du primaire et du secondaire. Les températures calculées sont la moyenne des températures à l'intérieur d'une distance de 23 AU au centre. Avant la rencontre des deux objets, l'augmentation de la température se faisait de façon graduelle et relativement constante. La plus grosse masse (le primaire) possède et maintient une plus haute température que le secondaire avant la première rencontre. Ce qui est tout à fait normal puisque le secondaire s'est formé longtemps après le primaire et qu'il est de ce fait moins évolué. Au moment de la rencontre des deux masses et de leur mise en orbite l'un autour de l'autre, les deux objets subissent un grand changement dans l'évolution de leur température. Ces changements se traduisent par une augmentation subite de la température en rapport avec les passages rapprochés des deux masses. La plus forte augmentation est subie par le secondaire qui voit sa température passer de ≈ 220 à ≈ 480 K soit un peu plus du double. Lorsque les deux objets se rapprochent, ceux-ci voient leur température augmenter et lorsque les deux objets s'éloignent, leur température baisse. Ce comportement crée une oscillation de leur température.

À la figure 20, nous avons fait un agrandissement du graphique de la figure 19 afin de mieux étudier la portion où nous avons les trois passages approchés. Nous avons vu à la figure 19 que la variation de la température la plus prononcée fut le cas du secondaire lors du premier passage. Cependant, on remarque que les variations de température du secondaire sont moins grandes que les variations du primaire pour les deuxième et troisième passages. Vu la moins grande densité du primaire par rapport au secondaire, il est tout à fait normal d'avoir en général des températures plus grandes pour le primaire. Avec une densité plus grande, l'objet est optiquement plus opaque et

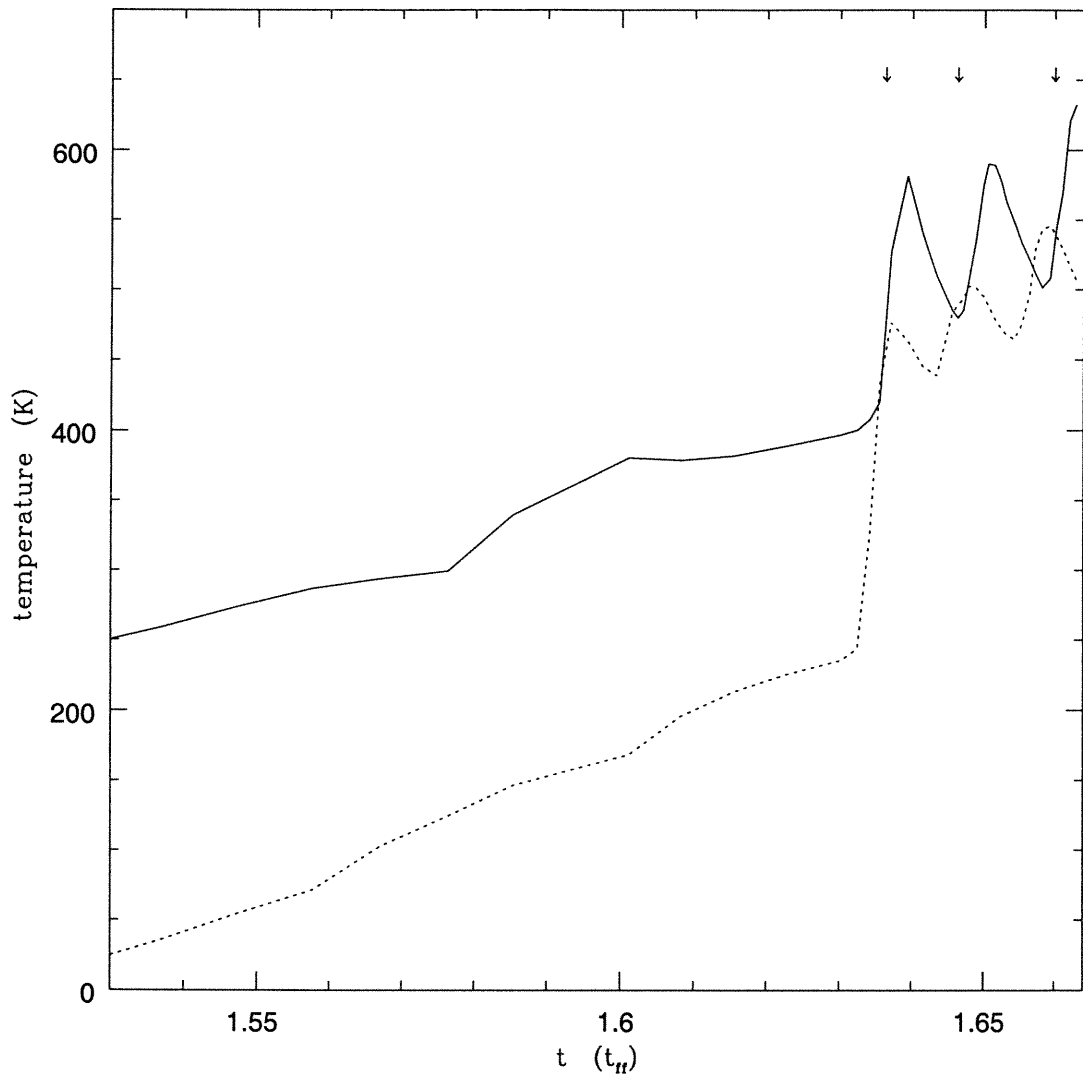


Figure 19: Évolution dans le temps de la température centrale. Le trait plein représente le primaire et le trait en pointillé représente le secondaire. Les trois passages rapprochés sont indiqués par les flèches ($t_{ff} \approx 228800$ années). Avant la rencontre des deux objets, l'augmentation de température se fait de façon relativement constante. Une fois en orbite l'un autour de l'autre, les deux objets subissent de fortes variations de température.

garde aussi mieux la chaleur enfermée. Mais par la suite, les variations du secondaire se font plus modestes. C'est parce que les masses des deux objets deviennent de plus en plus équilibrées, les deux s'influencent de plus en plus de la même façon. De plus, la quantité de matière qui provenait en grande partie du disque d'accrétion se fait plus

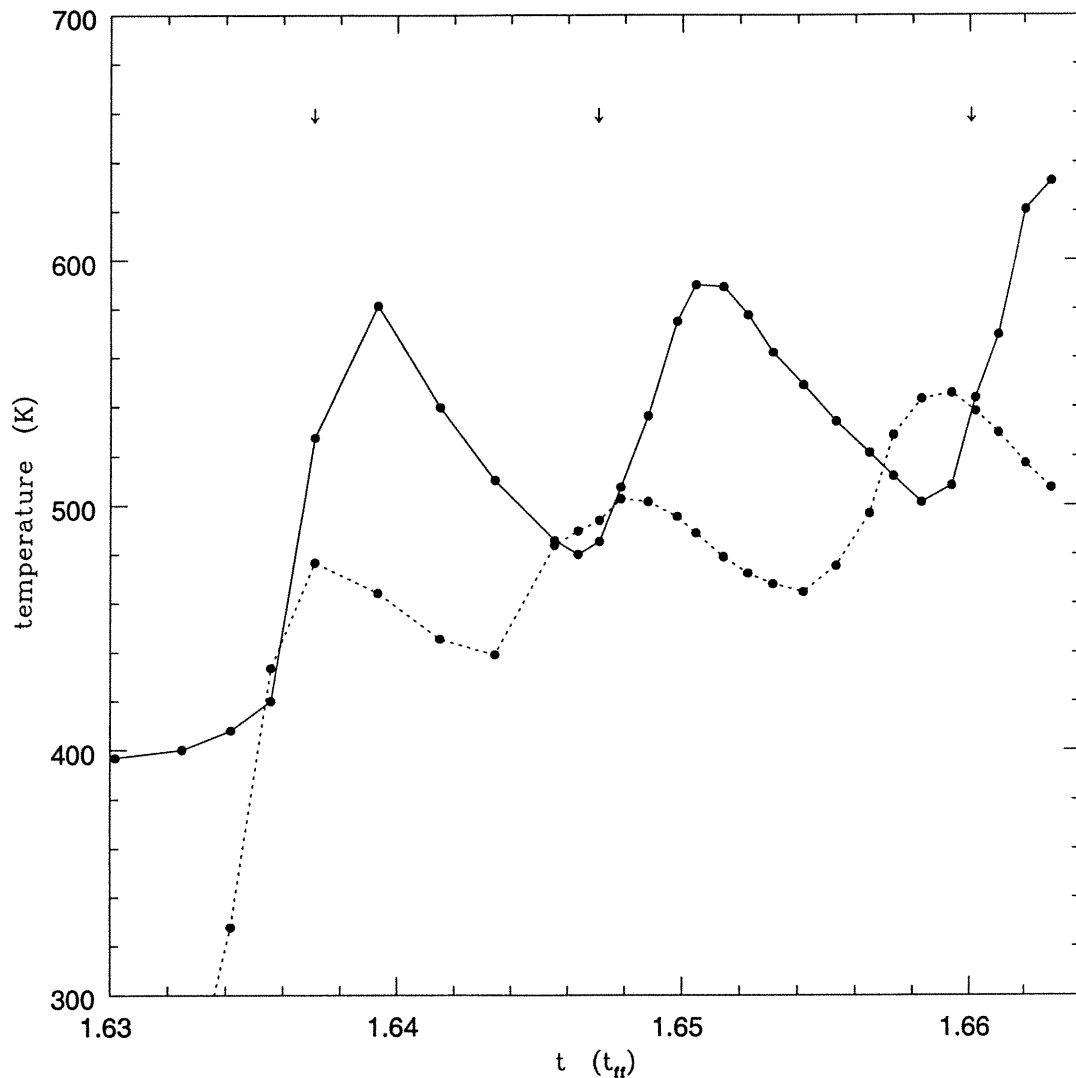


Figure 20: Agrandissement du graphique de la figure 19. Les températures maximales atteintes par le secondaire (trait pointillé) sont bien synchronisées avec les passages rapprochés (les trois flèches). Cependant on remarque un net décalage vers la droite des températures maximales du primaire (trait plein).

rare à cause de la dispersion du disque au premier passage.

Toutefois, les hauts et les bas de la température du secondaire sont parfaitement synchronisés avec les passages rapprochés des deux objets ce qui n'est pas le cas du primaire. C'est une grande surprise. Les sommets de température du primaire sont plutôt situés "après" le passage rapproché. Comment cela se peut-il? Lorsque le sec-

ondaire passe près du primaire, celui-ci avance dans l'ensemble à la même vitesse et dans le même sens de rotation que les particules du disque du primaire. Puisque le secondaire dérobe la matière de ce disque, cette matière accrétée possède peu de vitesse relativement au centre du secondaire. Nous aurons donc une chute rapide de matière vers son centre. Ce qui contribue à faire augmenter immédiatement la température jusqu'à son maximum avec une parfaite synchronisation avec la rencontre rapprochée. Par contre, le primaire lui prend aussi de la matière du disque du secondaire sauf que cette matière là aura une vitesse de rotation semblable à la rotation du disque. Ce qui aura pour effet de retarder pour un certain temps la chute de la plus grande partie de la matière accrétée vers le centre. Le réchauffement se fera d'abord dans le disque et l'agglomération centrale se fera avec un peu retard. Cet effet peut être observé sur le graphique de la figure 18 où l'on voit qu'il y a effectivement un décalage entre le sommet du taux d'accrétion maximal du primaire par rapport au secondaire.

4.3.5 Critique

Durant leur sursaut en luminosité, les FU Orionis augmentent leur luminosité d'à peu près un facteur 100 (Bell & al. 2000). À la figure 19, on constate au maximum une élévation de température correspondant à plus du double pour le secondaire pour le premier passage. Sachant que $L \sim T^4$ nous obtenons au mieux un facteur 16 pour l'augmentation de la luminosité. Même en considérant la contribution du primaire, nous aurions tout au plus un facteur 32. Dans tous les cas, nous sommes encore loin des valeurs observées. Est-ce que cela démontre que notre hypothèse est fausse? Pas du tout. La variation en température dépend de plusieurs facteurs. La masse des deux objets et par le fait même la quantité de matière disponible dans le disque sont des variables de première importance. Avec des masses plus élevées, on peut s'attendre à voir une bien plus forte variation de température. La résolution de 23 AU freine jusqu'à un certain point l'accrétion de matière vers le centre. Avec une résolution plus élevée, le taux d'accrétion serait certainement beaucoup plus grand pour des rayons plus petits. La température augmenterait donc bien plus. Le ratio de la masse du secondaire sur celui du primaire joue certainement un grand rôle ainsi que l'excentricité de l'orbite. L'effet de marée est d'autant plus efficace lorsque les deux objets ont une différence de masse élevée. Aussi, selon l'excentricité de son orbite, un petit secondaire pénétrant

dans un énorme disque massif verrait sa température faire un grand bond.

Nous avons mentionné plus haut que la durée qui sépare les moments de passage rapproché est d'environ 3000 ans. L'estimation faite entre les sursauts en luminosité est pourtant d'une centaine d'années. Encore une fois, nous sommes bien loin d'être en accord avec les observations. Il nous faudrait donc réussir à calculer une simulation où l'orbite serait de l'ordre d'une centaine d'années.

Le taux d'accrétion est plus grand pour le premier passage et diminue ensuite pour les passages subséquents. La figure 18 indique que le deuxième passage atteint un taux du même ordre de grandeur que le premier passage mais il a une durée plus courte (bande plus étroite). Le troisième a sans conteste un taux plus petit. Tout ceci suggère une diminution progressive du taux d'accrétion pour tous les passages qui vont suivre. C'est-à-dire qu'on aura de moins en moins de grandes variations de température jusqu'à une stabilisation complète. Nous aurons donc de toute évidence une transition qui débutera par les FU Orionis pour devenir des EX Orionis. Les EX Orionis présentent le même phénomène que les FU Orionis mais avec des variations de magnitude plus faible (Hartmann & al. 1992).

La rapide augmentation de la luminosité (< 3 ans) suivie de la lente diminution qui peut s'étaler sur une centaine d'années peuvent être expliquées par le décalage du pic de température perçu à la figure 20. Lors du premier passage, les deux montées sont presque synchronisées ce qui peut donner lieu à une rapide augmentation de la luminosité. Puisque les deux objets n'atteignent pas leur maximum de luminosité en même temps, cela aura pour effet de produire une baisse de luminosité plus étalée dans le temps. Il faut toutefois noter ici que la figure 20 semble suggérer que cette rapide augmentation ne se produit que lors du premier passage seulement.

Plusieurs aspects du phénomène FU Orionis parviennent à être expliqués par l'hypothèse du passage d'un compagnon. Cependant certains côtés du problème sont moins bien expliqués. Il faut tout de même garder à l'esprit que ce que nous avons ici n'est pas la mise en orbite de deux étoiles T-Tauri mais bien la mise en orbite de deux agglomérations qui n'ont pas encore été "allumées". Dans ce cas, on peut s'attendre à être en présence de températures moindres. Une chose est sûre, c'est que nous sommes de toute évidence sur la bonne piste. Tout ce qu'il reste à faire c'est d'avoir une étude plus poussée sur ce sujet (voir suggestion à la conclusion). Une autre chose que l'on

observe et qui est à nos yeux la plus importante de toute, c'est qu'il est clair que le code fonctionne correctement. On parvient grâce à lui à déterminer les températures partout et en tout temps. On peut constater les variations à court terme (les trois passages) et les variations à long terme comme dans l'étude du disque d'accrétion de la première partie de ce chapitre. Même à la figure 20 il est possible de percevoir la continuité de la hausse globale des deux objets. En effet, les trois pics (et les creux) vont en moyenne en augmentant. Ce qui nous informe du fait que l'enveloppe extérieure qui entoure les deux objets continue de s'effondrer.

Conclusion

Un transfert radiatif a été ajouté à un code SPH. Pour la première fois, nous possédons un code SPH avec un transfert radiatif vrai. Grâce au test du cas non isotherme et du test du cas de la conduction thermique, nous avons démontré que notre code simulait correctement le transfert radiatif. L'équation dans son approximation de diffusion adaptée à SPH et dérivée par Brookshaw (1986), peut donc être utilisée sachant que le nuage moléculaire est présumé devenir optiquement opaque. Il n'est question ici ni de transfert artificiel, ni de mécanisme de refroidissement.

Au chapitre quatre, l'étude du disque d'accrétion avec l'aide de notre code nous révèle la possibilité d'en soutirer des informations telles que la distribution de température. De la même façon, l'étude d'un système binaire avec notre code, en rapport avec le phénomène FU Orionis, nous permet de nous renseigner sur le comportement de la température dans chacun des fragments.

Un code SPH avec transfert radiatif nous offre toutes sortes de possibilités. Il existe une multitude de moyens d'en améliorer l'efficacité. Nous nous proposons ici d'offrir quelques suggestions de projets réalisables qui permettraient soit une efficacité accrue du code ou bien une amélioration possible des études faites par lui.

- Une fois l'étape du transfert radiatif franchie, la prochaine étape est d'ajouter la présence d'un champ magnétique. En effet, il est peu raisonnable d'espérer trouver une explication purement hydrodynamique du comportement de la matière dans le nuage durant les phases d'effondrement et aussi dans le disque. Le champ magnétique peut, par exemple, jouer le rôle de la viscosité (Chandrasekhar 1965).
- Au chapitre quatre, dans l'étude du disque, nous avons été confrontés à la diminution

des pas de temps jusqu'à un point où la simulation ne pouvait plus se poursuivre (les pas de temps devenant plus petits que la précision de la machine à cause des particules trop rapprochées.) Bate et al. (1995) ont utilisé une technique qui pourrait permettre d'éviter ce problème et ainsi pouvoir pousser la simulation plus loin dans le temps. Il s'agit de fusionner ensemble les particules qui parviennent à se rapprocher les unes des autres à l'intérieur d'une certaine distance. On pourra ainsi atteindre le deuxième effondrement où bien voir le plafonnement de l'accrétion de masse prévu à la section 4.2.4.

- Toujours dans l'étude du disque d'accrétion, il faudrait trouver le moyen d'ajouter une étoile "chauffante" au centre du disque afin de pousser plus loin l'évolution du disque de façon adéquate.
- Au lieu de former le disque d'accrétion à partir de l'effondrement de tout un nuage, nous pourrions envisager de créer un disque d'accrétion monté de toute pièce avec une étoile centrale et un *infall* choisit à l'avance. On pourrait ensuite en faire l'étude comme l'a fait par exemple Boss & Yorke (1993 et 1996).
- Une étude plus complète de la classe -1 peut être réalisée en obtenant différentes masses de disque et en étudiant les propriétés.
- Il serait bien de faire une étude de la cinématique (vecteurs vitesses) des particules et d'en chercher les liens possibles avec le transfert radiatif.

La principale contribution de cette recherche fut de trouver un moyen de solutionner numériquement l'équation du transfert radiatif sous sa forme SPH. Il est primordial de solutionner simultanément toutes les particules sinon il n'y a pas convergence. De plus, nous avons démontré qu'une condition de bord simple était souhaitable pour la bonne interprétation du transfert radiatif dans SPH.

Du point de vue de l'astrophysique, il fut possible d'obtenir un disque d'accrétion similaire à ceux obtenus dans la littérature par les codes à grille ainsi qu'avec les disques observés. Les comparaisons de la distribution de température étaient possibles grâce

à notre code et son transfert radiatif. Notre code nous a de plus permis de démontrer une explication possible de l'effet FU Orionis. Un fois de plus, puisque nous avons accès au comportement de la température grâce à l'inclusion d'un transfert radiatif dans le code SPH, nous pouvions étudier les fluctuations de température en plus de celles du taux d'accrétion.

L'inclusion d'un transfert radiatif augmente significativement le temps de calcul requis d'un effondrement. Toutefois, cela ne nous a pas empêché d'utiliser le programme dans deux cas concrets de simulation tels que démontrés au chapitre quatre. Avec 8000 particules, le temps de calcul peut s'étendre jusqu'à plus d'un mois. Cependant, avec l'amélioration continue des processeurs, il est évident que nous pourrions dans un très proche avenir effectuer des simulations avec un plus grand nombre de particules et dans un temps relativement plus court.

Annexe 1

Tableau V: Données de base de Preisbich et al.

fréquence	Qext1	Qext2	Qext3
2.00000E+00	5.71229E-07	4.56192E-07	8.27489E-07
3.33333E+00	9.52047E-07	1.26718E-06	2.02616E-06
3.70370E+00	1.05783E-06	1.56440E-06	2.44296E-06
5.00000E+00	1.42807E-06	2.85106E-06	4.18020E-06
7.69231E+00	2.19704E-06	6.74563E-06	9.13350E-06
9.09091E+00	2.59650E-06	9.42119E-06	1.24081E-05
1.25000E+01	3.57018E-06	1.78219E-05	2.23674E-05
1.66667E+01	4.76025E-06	3.17052E-05	4.04385E-05
1.77828E+01	5.07902E-06	3.60991E-05	4.61024E-05
2.22222E+01	6.34698E-06	5.64476E-05	7.30494E-05
2.85710E+01	8.16030E-06	9.35289E-05	1.21229E-04
3.20000E+01	9.13967E-06	1.17433E-04	1.51303E-04
4.00000E+01	1.14246E-05	1.84203E-04	2.35879E-04
5.00000E+01	1.42807E-05	2.88866E-04	3.62494E-04
6.40000E+01	1.82810E-05	4.77576E-04	5.72686E-04
8.00000E+01	2.28568E-05	7.57424E-04	8.70621E-04
1.00000E+02	2.85795E-05	1.19947E-03	1.41357E-03
1.20000E+02	3.43091E-05	1.76908E-03	2.27443E-03
1.40000E+02	4.00475E-05	2.44707E-03	3.25876E-03
1.66667E+02	4.77133E-05	3.56295E-03	4.66608E-03
1.80000E+02	5.15572E-05	4.19929E-03	5.34037E-03
2.00000E+02	5.73318E-05	5.24419E-03	7.17867E-03

Tableau VI: Données de base de Preisbich et al. (suite I)

fréquence	Qext1	Qext2	Qext3
2.20000E+02	6.31133E-05	6.40814E-03	9.51324E-03
2.50000E+02	7.18237E-05	8.35551E-03	1.09013E-02
3.00000E+02	8.64103E-05	1.21111E-02	1.22257E-02
3.50000E+02	1.01118E-04	1.66052E-02	1.55723E-02
4.00000E+02	1.15967E-04	2.20507E-02	2.03591E-02
4.76190E+02	1.38911E-04	3.24599E-02	2.92170E-02
5.40000E+02	1.58468E-04	4.00471E-02	3.51293E-02
6.50000E+02	1.93040E-04	2.86316E-02	2.85351E-02
7.70000E+02	2.32214E-04	3.31294E-02	3.85253E-02
9.43396E+02	2.92067E-04	8.50940E-02	7.58988E-02
9.95250E+02	3.10822E-04	1.02609E-01	8.60842E-02
1.05250E+03	3.32034E-04	1.13549E-01	9.05677E-02
1.15250E+03	3.70449E-04	6.16984E-02	5.08731E-02
1.30000E+03	4.30584E-04	2.03921E-02	2.00234E-02
1.50000E+03	5.19593E-04	1.00506E-02	1.41722E-02
1.80000E+03	6.71937E-04	1.17356E-02	1.55068E-02
2.00000E+03	7.88021E-04	1.35383E-02	1.78970E-02
2.50000E+03	1.13900E-03	2.16125E-02	2.88108E-02
2.77777E+03	1.37757E-03	2.72593E-02	3.77510E-02
2.90000E+03	1.49369E-03	2.95763E-02	4.22064E-02
3.10000E+03	1.69948E-03	3.32118E-02	6.00223E-02

Tableau VII: Données de base de Preisbich et al. (suite II)

fréquence	Qext1	Qext2	Qext3
3.25730E+03	1.87590E-03	3.64441E-02	7.91517E-02
3.35730E+03	1.99506E-03	3.88451E-02	8.38710E-02
3.80000E+03	2.59279E-03	5.23374E-02	5.84425E-02
4.50450E+03	3.80808E-03	6.73230E-02	7.88446E-02
5.20000E+03	5.37159E-03	9.06687E-02	1.02178E-01
6.00000E+03	7.67012E-03	1.11919E-01	1.21741E-01
7.00000E+03	1.13421E-02	1.39909E-01	1.60265E-01
8.00000E+03	1.58829E-02	1.76101E-01	1.91499E-01
1.00000E+04	2.71114E-02	2.39293E-01	2.72786E-01
1.11111E+04	3.42294E-02	2.90852E-01	3.14100E-01
1.47059E+04	6.01987E-02	4.31671E-01	4.75036E-01
1.81818E+04	8.88036E-02	5.74578E-01	6.14420E-01
2.29885E+04	1.32586E-01	8.52241E-01	8.86304E-01
2.85714E+04	1.88654E-01	1.12880E+00	1.24287E+00
3.57143E+04	2.68521E-01	1.59701E+00	1.60431E+00
4.16667E+04	3.42946E-01	2.12380E+00	2.17989E+00
4.60000E+04	4.01815E-01	2.52193E+00	2.35907E+00
4.80000E+04	4.30197E-01	2.57567E+00	2.41101E+00
5.88235E+04	5.92534E-01	3.45300E+00	2.99702E+00
7.14286E+04	7.89627E-01	2.82181E+00	2.55485E+00
1.00000E+05	1.24580E+00	2.65350E+00	2.32977E+00

RÉFÉRENCES

- Adams, F. C., Emerson, J. P. & Fuller, G. A. 1990, ApJ., 357, 606
- Adams, F. C., Ruden, S. P. & Shu, F. H. 1989, ApJ., 347, 959
- Adams, F. C. & Shu, F. H. 1986, ApJ., 308, 836
- Alexander, D.R. & Ferguson, J.W. 1994, ApJ., 437, 879
- Aller, L. H., *The Atmospheres of the Sun and Stars* (New York : Ronald Press), p. 119
- André, P., Ward-Thompson, D. & Barsony, M., 2000, dans *Protostars and Planets IV*, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine (Tucson : University of Arizona Press), en impression
- André, P. & Montmerle, Th. 1994, ApJ., 420, 837
- Appel, A.W. 1985, S.I.A.M., 6, 85
- Arcoragi, J.-P., Bonnell, I., Martel, H., Benz, W. & Bastien, P. 1991, ApJ., 380, 476
- Bachiller, R. 1996, ARA&A, 34, 111
- Barnes, J. & Hut, P. 1986, dans *The Use of Supercomputer in Stellar Dynamics*, eds. P. Hut & S.L.W. McMillan, Springer Lectures Notes in Physics, p. 267
- Bastien, P. 1983, A&A., 119, 109
- Bastien, P., Arcoragi, J.-P., Benz, W., Bonnell, I. & Martel, H. 1991, Apj., 378, 255
- Bate, M.R., Bonnell, I. & Price, N.M. 1995, MNRAS., 277, 362
- Bate, M.R. 1998, ApJ., 508, L95
- Bastien, P. & Mitalas, R. 1979, MNRAS., 186, 755
- Beckwith, S.V.W., Sargent, A.I., Chini, Güsten, R. 1990, AJ., 99, 924

- Bell, K.R., Cassen, P.M., Wasson, J.T. & Woolum, D.S. 2000, dans *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss & S. S. Russell (Tucson: University of Arizona Press), en impression
- Benz, W. 1988, *Comput. Phys. Comm.*, 48, 97
- Benz, W. 1990, dans *The Numerical Modelling of Nonlinear Stellar Pulsations*, ed. J.R. Buchler (Kluwer Academic Publishers), p. 269
- Benz, W., Bowers, R.L., Cameron, A.G.W. & Press, W.H. 1990, *ApJ.*, 348, 647
- Black, D.C. & Bodenheimer, P. 1975, *ApJ.*, 199, 619
- Black, D.C. & Bodenheimer, P. 1976, *ApJ.*, 206, 138
- Bodenheimer, P. & Sweigart, A. 1968, *ApJ.*, 152, 515
- Bodenheimer, P. & Tscharnuter, W.M. 1979, *Astro. Ap.*, 74, 288
- Bodenheimer, P. & Black, D.C. 1978, dans *Protostars and Planets*, ed. T. Gehrels (Tucson: University of Arizona Press), p. 288
- Bonnell, I. 1992, *The Fragmentation of Elongated Clouds and the Formation of Binary and Multiple Systems*, thèse de Ph.D., Université de Montréal, Canada
- Bonnell, I., Martel, H., Bastien, P., Arcoragi, J.-P. & Benz, W. 1991, *ApJ.*, 377, 553
- Bonnell, I., Arcoragi, J.-P., Martel, H. & Bastien, P. 1992, *ApJ.*, 400, 579
- Bonnell, I. & Bastien, P. 1992a, *ApJ.*, 401, 654
- Bonnell, I. & Bastien, P. 1992b, *ApJ.*, 401, L31
- Bonnell, I. & Bastien, P. 1993, *ApJ.*, 406, 614
- Bonnell, I., Martel, H., Bastien, P., Arcoragi, J.-P. & Benz, W. 1991, *ApJ.*, 377, 553
- Bonnor, W.B. 1956, *MNRAS*, 116, 351
- Boss, A.P. 1979, thèse de Ph.D., University of California, Santa Barbara
- Boss, A.P. 1980a, *ApJ.*, 236, 619
- Boss, A.P. 1980b, *ApJ.*, 237, 563
- Boss, A.P. 1980c, *ApJ.*, 237, 866
- Boss, A.P. 1981, *ApJ.*, 250, 636

- Boss, A.P. 1984, ApJ., 277, 768
- Boss, A.P. 1986, ApJ. Suppl., 62, 519
- Boss, A.P. 1987, ApJ., 319, 149
- Boss, A.P. 1988, ApJ., 331, 370
- Boss, A.P. 1989, ApJ., 346, 336
- Boss, A.P. 1993, ApJ., 410, 157
- Boss, A.P. 1995, ApJ., 439, 224
- Boss, A.P. 1996, ApJ., 468, 231
- Boss, A.P. 1997, ApJ., 483, 309
- Boss, A.P. 1999, ApJ., 520, 744
- Boss, A.P. & Bodenheimer, P. 1979, ApJ, 234, 289
- Boss, A.P. & Myhill, E.A. 1992, ApJS., 83, 311
- Boss, A.P. & Myhill, E.A. 1995, ApJ., 451, 218
- Boss, A.P. & Yorke, H.W. 1993, ApJ., 411, L99
- Boss, A.P. & Yorke, H.W. 1996, ApJ., 469, 366
- Brookshaw, L. 1985, Proc. Astron. Soc. Aust., 6, 207
- Brookshaw, L. 1986, *The Stability of Binary Systems and Rotating Stars*, thèse de PhD, Monash Univ.
- Brookshaw, L. 1994, Mem. S.A.It., 65, 4
- Burrows, C.J., Stapelfeldt, K.R., Watson, A.M., Krist, J.E., Bellester, G.E., et al. 1996, ApJ., 473, 437
- Cameron, A.G.W. 1962, Icarus, 1, 13
- Cameron, A.G.W. & Pine, M.R. 1973, Icarus, 18, 377
- Cameron, A.G.W. 1968, dans *Origine and Distribution of the Elements*, ed. L.H. Ahrens (London : Pergamon)
- Campbell, P.M. 1988, *Some New Algorithms for Boundary Value Problems in SPH*, DNA-TR-88-286, Mission Research Corp., Albuquerque.

- Chandrasekhar, S., 1965, dans *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford: Clarendon Press, 384
- Close, L.M., Roddier, F., Northcutt, M.J., Roddier, C. & Graves, J.E. 1997, *ApJ.*, 478, 766
- Cleary, P.W. & Monaghan, J.J. 1999, *Journal of Computational Physics*, 148, 227
- Cook, T.L. & Harlow, F.H. 1978, *ApJ.*, 225, 1005
- Ebert, R., 1957, *Zs. Ap.*, 42, 263
- Foster, P.N. & Chevalier, R.A. 1993, *ApJ.*, 416, 303
- Gaustad, J.E. 1963, *ApJ.*, 138, 1050
- Gentry, R.A., Martin, R.E. & Daly, B.J. 1966, *J. Comp. Phys.*, 1, 87
- Gingold, R.A. & Monaghan, J.J. 1977, *MNRAS.*, 181, 375
- Gingold, R.A. & Monaghan, J.J. 1982, *J. Comput. Phys.*, 46, 429
- Hartmann, L.W. & Kenyon, S.J. 1996, *ARA&A.*, 34, 207
- Hartmann, L.W., Kenyon, S.J. & Hartigan, P. 1992, dans *Protostars & Planets III*, eds. E. H. Levy & J. I. Lunine (Tucson : Univ. of Arizona Press), p.497
- Hayashi, C. 1966, *A. Rev. Astr. Astrophys.*, 4, 171
- Hayashi, C. & Nakano, T. 1965, *Progress theor. Phys.*, 34, 754
- Hayashi, M., Ohashi, N. & Miyama, S. 1993, *ApJ.*, 418, L71
- Herbig, G.H. 1977. *ApJ.*, 217, 693
- Humayun, M. & Clayton, R.N. 1995, *Geochim.Cosmochim.*, 59, 2131
- Jernigan, J.G. 1985, dans *Dynamics of Star Clusters*, I.A.U. Symp. 113, eds. J. Goodman & P. Hut, p.275
- Kenyon, S.J. & Hartmann, L.W. 1991, *ApJ.*, 383, 664
- Kenyon, S.J., Hartmann, L.W. & Hewett, R. 1988, *ApJ*, 325, 231
- Kondo, M. 1978, *Moon Planets*, 19, 245
- Larimer, J.W. & Wasson, J.T. 1988, dans *Meteorites and the Early Solar System*, Tucson: Univ. Ariz. Press, p.1269

- Larson, R.B. 1969, MNRAS., 145, 271
- Larson, R.B. 1972, MNRAS., 156, 437
- Larson, R.B. 1973, ARA&A., 11, 219
- Lewis, J.S. 1974, Science, 186, 440
- Lucy, L. 1977, A.J., 82, 1013
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J.E. 1974, MNRAS., 168, 603
- Marinho, E.P. & Lépine, J.R.D. 2000, A&A, 142, 165
- Mendoza, V. E. E. 1966, Ap.J., 143, 1010
- Mendoza, V. E. E. 1968, Ap.J., 151, 977
- Monaghan, J.J. 1982, SIAM J. Sci. Stat. Comput., 3, 422
- Monaghan, J.J. 1985, J. Comput. Phys. Rep., 3, 71
- Monaghan, J.J. 1992, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 30, 543
- Monaghan, J.J. & Gingold, R. A. 1983, J. Comput. Phys., 52, 374
- Monaghan, J.J. & Lattanzio, J. C. 1991, ApJ., 375, 177
- Morfill, G.E., Tscharnuter, W. M. & Völk, H.J. 1985, dans *Protostars and Planets II*, ed. D. C. Black & M. S. Matthews (Tucson: University of Arizona Press), p.493
- Mumma, M.J. 1996, Nature, 383, 581
- Mundy, L.G., Looney, L.W. & Welch, W.J. 2000, dans *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss & S. S. Russell (Tucson: University of Arizona Press), en impression
- Myers, P.C., Fuller, G., Goodman, A.A. & Benson, P.J. 1991, ApJ 376, 561
- Myhill, E.A. 1991, *A Three-Dimensional Model for Molecular Cloud Collapse and Protostellar Formation*, thèse de PhD, California Univ., Los Angeles
- Myhill, E.A. & Boss, A.P. 1993, ApJS., 89, 345
- Narita, S. & Nakazawa, K. 1978, Progr. Theor. Phys., 59, 1018
- Nelson, A.F., Benz, W. & Ruzmaikina, T.V. 2000, ApJ., 529, 357
- Norman, M.L. & Wilson, J.R. 1978, ApJ., 224, 497

- Ohashi, N., Hayashi M., Ho P.T.P., Momose, M. & Hirono, N. 1996, ApJ., 466, 957
- Palme, H. & Boynton, W.V. 1993, dans *Protostars & Planets III*, eds. E. H. Levy & J. I. Lunine (Tucson : Univ. of Arizona Press), p.979
- Preibisch, Th., Ossenkopf, V., Yorke, H.W. & Henning, Th. 1993, A&A., 279, 577
- Rouleau, F. & Bastien, P. 1990, ApJ., 355, 172
- Safronov, V.S. 1980, dans *Early Solar System Processes and the Present Solar System*, ed. D. Lal (Amsterdam: North-Holland), p. 73
- Safronov, V.S. & Ruzmaikina, T.V. 1978, dans *Protostars and Planets*, ed. T. Gehrels (Tucson: University of Arizona Press), p. 545
- Saito, M., Kawabe, R., Kitamura, Y. & Sunada, K., 1996, ApJ., 473, 464
- Schneider, S. & Elmegreen, B.G. 1979, ApJ. Suppl. 41, 87
- Shu, F. H., Najita, J., Galli, D., Ostriker, E. & Lizano, S. 1993, dans *Protostars & Planets III*, eds. E. H. Levy & J. I. Lunine (Tucson : Univ. of Arizona Press), p.3
- Shu, F. H., Tremaine, S. D., Adams, F. C. & Ruden, S. P. 1990, ApJ., 358, 495
- Stevenson, D.J. & Lunine, J.I. 1988, Icarus, 75, 146
- Tohline, J.E. 1978, thèse de Ph.D., University of California, Santa Cruz
- Truelove, J.K., Klein, R.I., McKee, C.F., Holliman, J.H. et al. 1997, ApJ., 489, 179
- Tscharnuter, W.M. 1975, A&A., 39, 207
- Tscharnuter, W.M. 1977, A&A., 57, 279
- Tscharnuter, W.M. 1978, Moon Planets, 19, 229
- Tscharnuter, W.M. 1980, Space Sci. Rev., 27, 235
- Tscharnuter, W.M. 1987, A&A., 188, 55
- Tscharnuter, W.M. & Winkler, K.-H. 1979, Computer phys. Comm., 18, 171
- Turner, N.J.J., Bodenheimer, P. & Bell, K.R. 1997, ApJ., 480, 754
- van Langevelde, H.J., van Dishoeck, E.F. & Blake, G.A., 1994, ApJ., 425, L45
- Weintraub, D.A., Sandell, G. & Duncan, W.D. 1991, ApJ., 382, 270

- Wilson, A.H. 1957, *Thermodynamics and statistical mechanics*, ed. Cambridge at the University Press, p. 139
- Winkler, K.-H. & Newman, M.J. 1980a, *ApJ.*, 236, 201
- Winkler, K.-H. & Newman, M.J. 1980b, *ApJ.*, 238, 311
- Yang, H.W., Ohashi, N., Yan, J., Liu, C., Kaifu, N. & Kimura, H. 1997, *ApJ.*, 475, 683
- Yorke, H.W. 1979, *A&A.*, 80, 308
- Yorke, H.W., Bodenheimer, P. & Laughlin, G. 1993, *ApJ.*, 411, 274
- Zinnecker, H. 1989, dans *Low-Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects*, ed. B. Reipurth, (ESO:Munich), p. 447