Table des matières

REMERCIEMENTS

Je remercie sincèrement Alain Klotz de m'avoir transmis des connaissances diverses et de m'avoir fait partager sa passion pour l'astronomie dans la bonne humeur.

J'exprime également ma gratitude à Emmanuel Caux et Jean-Louis Monin pour leur sympathie et leur dynamisme.

Enfin, je remercie tous les membres du Département Univers Froid du CESR de leur accueil avec une mention particulière à Isabelle Ristorcelli qui m'a prodigué quelques précieux conseils lors de discussions constructives.

OBJET DE CETTE ETUDE

Les progrès technologiques réalisés ces trente dernières années dans l'acquisition de données à travers tout le spectre électromagnétique ont apporté des informations nouvelles au sujet des processus mis en oeuvre lors de la formation stellaire. Les étoiles naissent dans des nuages de gaz et de poussières et plus particulièrement dans les régions froides et denses de ces nuages. A l'heure actuelle dans notre Galaxie, la moitié de la masse du milieu interstellaire est sous forme de nuages moléculaires, dont la plupart forment des étoiles suite à leur effondrement gravitationnel. Au cours des premières étapes de sa formation, l'étoile rayonne à partir d'un coeur en effondrement gravitationnel, qui est lui-même à l'intérieur du nuage moléculaire. Ces jeunes objets stellaires restent optiquement invisibles car l'extinction due aux grains de poussières interstellaires peut atteindre plusieurs dizaines de magnitudes dans le visible. Le pic d'émission des étoiles jeunes se situe dans l'infrarouge proche, domaine de longueur d'onde adapté à l'étude de la formation stellaire. De plus, contrairement aux étoiles de grande masse qui sont entourées d'une enveloppe dense en accrétion les rendant invisible avant leur arrivée sur la séquence principale, les étoiles de faible masse ont des durées de vie pré-séquence principale suffisamment longues pour disperser la matière qui les entourent.

De récentes observations de nuages moléculaires dans le proche infrarouge entre 1 et 10 μm ont révélé que la formation stellaire était un phénomène dominant [24]. D'autre part, la présence d'objets de pré-séquence principale s'est avérée confirmée [9]. Ces cinq dernières années furent l'objet d'une avancée énorme dans la recherche de candidats pré-stellaires, en particulier de naines brunes, dans le voisinage solaire (60 à 300 al), les jeunes amas galactiques et les régions de formation stellaire comme les nuages moléculaires. Il est prouvé que les amas jeunes offrent une opportunité unique d'établir les propriétés observationnelles d'objets situés à la limite de la fusion de l'hydrogène. L'utilisation de caméras infrarouges de tailles de plus en plus grandes situées au foyer de télescopes de grands diamètres comme le Keck, le VLT ou encore le télescope spatial Hubble qui s'affranchit de l'atmosphère terrestre, repousse la limite en magnitude et favorise la détection de ces objets. L'accumulation des données concernant diverses régions situées à des longitudes et latitudes galactiques différentes contraindra avec une plus grande précision la forme et la pente de la fonction initiale de masse en dessous de $0.3\,M_{\odot}$. C'est la raison pour laquelle, d'une part, plusieurs groupes de recherche sont impliqués dans l'étude systématique de quelques amas comme les Pléiades [37], le Trapèze dans Orion [25], σ Orionis [38], les Hyades [30], le Chameleon [9], le Serpent [11], dans le but de découvrir des candidats naines brunes pour améliorer nos connaissances sur leur distribution spatiale au sein du nuage. D'autre part, ces études autorisent un début de réponse à certaines questions fondamentales liées à la formation stellaire : quelle est la forme de la fonction initiale de masse (IMF) en dessous de $1\,M_{\odot}$? Comment le processus de formation des naines brunes est-il connecté à celui des étoiles TTauri ? Les naines brunes présentent-elles la même distribution spatiale que les étoiles de séquence principale lors de leur formation ? Les naines brunes sont-elles formées par effondrement d'un nuage proto-stellaire comme les étoiles ou par accrétion autour d'un planétoïde à l'image des planètes ?

Lors des dernières années, plusieurs objets ont été annoncés comme étant des naines brunes mais sans réel succès jusqu'à la découverte simultanée en 1995 des deux premières véritables naines brunes Teide1 dans les Pléiades [29] et Gl229b [28] dans le voisinage solaire. D'autres études menées jusqu'à présent dans des amas plutôt vieux (300 Myr) limitent la détection d'objets de pré-séquence principale puisque les naines brunes sont vingt fois plus lumineuses à dix millions d'années qu'à dix milliards d'années [6]. Le second handicap est lié à la limite en magnitude offerte par les "petits" télescopes. Par exemple, une étoile $0.075\,M_{\odot}$, limite supérieure de masse pour une naine brune âgée de 10^7 ans, a une magnitude absolue en bande K de 6.90 environ [5]. Si on applique à cette magnitude un module de distance de 7 (cas du nuage du Serpent [18]) et si on suppose un nuage sans absorption, on obtient $m_K \simeq 14$. Voici un tableau récapitulatif donnant les magnitudes apparentes et absolues pour les deux masses extrêmes de naines brunes et trois âges différents à la distance du Serpent.

âge	$M = 0.075 M_\odot$		$M = 0.02 M_\odot$	
	M_K	m_K	M_K	m_K
10^6	5.19	12.25	7.76	14.82
10^7	6.90	13.96	8.26	15.32
10^8	8.79	15.85	11.05	18.11

Cependant, les modèles théoriques d'évolution des étoiles de pré-séquence principale [5] basés sur les paramètres température effective et luminosité démontrent la possibilité de détecter des naines brunes à différents âges. Les étoiles passent la majeure partie de leur existence sur la séquence principale et amorçent rapidement la fusion de l'hydrogène. Au contraire, les naines brunes ont une température et une densité insuffisantes pour amorcer ces mêmes réactions de fusion. Ainsi, ces objets, définis comme ayant des masses comprises entre $0.013\, M_\odot$ et $0.075\, M_\odot$, passent toute leur vie à consommer seulement une partie de leur lithium. Prédite théoriquement, la présence de méthane a été confirmée par les observations spectroscopiques des premières naines brunes découvertes [29] [28]. Par ailleurs, les modélisations de l'atmosphère des naines brunes prédisent l'existence d'une certaine quantité de poussières à une altitude encore incertaine dont le rôle serait de réchauffer la haute atmosphère. De plus, ces poussières diminueraient la largeur des bandes d'absorption du fait de la diffusion, l'absorption et la ré-émission du rayonnement électromagnétique. Les observations laissent supposer un phénomène complexe où la taille des grains et la quantité de poussières dans l'atmosphère sont des paramètres importants [34]. Les naines brunes sont susceptibles d'appartenir à deux types spectraux différents : le type spectral M dominé par des raies d'absorption de TiO et VO ou le type L créé spécialement pour les objets de température effective T_{eff} inférieure à 2000 K dont le spectre présente de larges bandes d'absorption de CrH, et des raies d'absorption de métaux alcalins Cs et Rb [33]. D'autre part, une énigme est liée aux naines brunes à travers la question suivante : contribuent-elles de manière significative à la masse manquante de la Galaxie? Pour répondre à la question précédente, il faut compter ces objets et estimer leur masse. Toutes les observations réalisées jusqu'à aujourd'hui révèlent une diminution de la relation masse-fonction de masse dans l'intervalle de masse correspondant à l'appellation naine brune. Par conséquent, il est quasiment certain que ces objets peu massifs ne sont pas les candidats idéaux pour résoudre l'enigme de la matière noire.

Le but du stage étant de trouver un échantillon de quelques dizaines de candidats naines brunes dans le but d'ajouter une contrainte supplémentaire à la fonction initiale de masse en dessous de la limite de fusion de l'hydrogène. Pour diverses raisons, nous avons choisi d'étudier le nuage moléculaire du Serpent dans les bandes spectrales J, H et K. D'une part, cette région est relativement proche du système solaire car située à une distance de 260 ± 40 parsecs [18]. D'autre part, ses coordonnées équatoriales $\alpha_{1950} = 18h27m22s$ et $\delta_{1950} = 1^o12'30"$ la rend observable à la fois dans l'hémisphère Nord (Pic du Midi et CFHT) et dans l'hémisphère Sud (La Silla et VLT au Chili). De plus, ce nuage offre de nombreux signes de formation stellaire comme la présence d'outflows et de nébuleuses par réflexion. Enfin, peu d'études ont été menées sur ce nuage excepté le survey du nuage entier réalisé par Eiroa et Casali en 1992 [10] dont la magnitude limite en K était de 15.5. Cette étude a cependant permis de mettre en évidence l'existence de nuages très opaques, signe fort d'une probable présence d'étoiles en formation. Une autre étude du nuage a été menée par Giovannetti [12] lors de sa thèse. Notre étude se porte sur une partie plus restreinte que Eiroa et Casali [10] et plus étendue que Giovannetti [12] mais avec une magnitude limite plus élevée ($m_K = 18.5$). Or, la formation stellaire est observée essentiellement dans le proche infrarouge pour deux raisons. La première est que l'extinction due à la présence de poussières interstellaires est fortement dépendante de la longueur d'onde. En effet, une région totalement opaque dans le visible sera relativement transparente à plus grande longueur d'onde. Ainsi, l'infrarouge permet de pénétrer plus profondément dans les nuages et d'y observer les processus associés à la formation stellaire. La seconde raison est que l'émission thermique propre des poussières interstellaires est encore faible dans l'infrarouge proche ($\leq 3\ \mu m$).

Le principe général de l'étude du champ du Serpent se décompose en plusieurs étapes. Les observations ont été réalisées par Emmanuel Caux et Jean-Louis Monin, à l'aide du New Technology Telescope (NTT) de l'ESO à La Silla, au mois de juillet 1999. Tout d'abord, le traitement d'images prétraitées obtenues en bande J, H et K avec le package DAOPHOT de IRAF adapté pour l'analyse de champs peuplés. Ce traitement génère un fichier d'étoiles auquelles on associe une position, une magnitude et une erreur sur cette magnitude. Toutes ces étoiles sont alors calibrées de manière astrométrique et photométrique par rapport aux étoiles communes à notre champ et à celui de Eiroa et Casali [10]. Puisque notre étude est dirigée vers un nuage moléculaire, nous avons estimé la dispersion de l'extinction visuelle au sein du nuage ce qui permet de situer les zones de formation stellaire. Ensuite, à partir du modèle de Bahcall et Soneira [3] qui donne le nombre d'étoiles observées dans une direction donnée, nous générons la fonction de luminosité en bande K en tenant compte du module de distance et de l'extinction du nuage. Nous sommes en mesure de fournir une limite supérieure au nombre d'étoiles appartenant au nuage du Serpent puisque nous séparons ainsi les étoiles de champ de celles d'arrière-plan. Cette étude statistique ne permet toutefois pas de distinguer les types spectraux des étoiles trouvées. L'étape suivante consiste à générer la fonction initiale de masse du nuage à l'aide des formules données par le modèle de Miller et Scalo [27]. Par ailleurs, nous avons utilisé les récents modèles théoriques d'évolution d'objets de pré-séquence principale publiés par Baraffe et al. en 1999 [5] associés à ceux de d'Antona et Mazzitelli [2] et Iben [13] pour convertir les fonctions de luminosité en fonction de masse. Enfin, l'identification des candidats naines brunes se fera à l'aide des diagrammes couleur-couleur et magnitude-couleur. D'autre part, nous disposons d'observations peu traitées, réalisées avec le Télescope Bernard Lyot du Pic du Midi. L'association des deux séries d'observations, possédant une portion de champ commune, et la comparaison des résultats permettra de mieux contraindre certains paramètres intrinsèques au nuage du Serpent.

1 Réduction des images avec le package DAOPHOT de IRAF

J'ai effectué le traitement des images du champ du Serpent prises au NTT avec le package DAOPHOT de IRAF pour déduire la magnitude de chaque étoile dans les trois bandes spectrales J, H et K et l'erreur associée.

Pendant les trois nuits d'observation, un grand nombre d'images d'un temps d'exposition de trente secondes ont été prises avec la technique de microscanning. encadrer Ces images sont encadrées par des poses relatives à des étoiles de calibration mesurées par divers auteurs et par conséquent bien connues pour effectuer une calibration en magnitude dans le but d'augmenter le rapport signal sur bruit. Au total, quatre champs du nuages du Serpent ont été observés dont le premier contient le champ observé au TBL par Giovannetti. Les trois autres sont situés au-dessus du premier avec une partie commune dans le but d'obtenir un étalonnage correct. J'ai uniquement traité les champs 1 et 2 ; le troisième observé lors de la seconde nuit d'observation présente de mauvaises conditions climatiques et le quatrième possède un mauvais seeing d'environ 2".

La succession d'images d'un même champ (environ une trentaine) a été traitée par le logiciel ECLIPSE de façon à superposer toutes les poses en une seule image finale dans le but d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit. Cependant, le réajustement des images les unes sur les autres a entrainé sur le bord des images un temps d'intégration effectif plus faible et par suite un bruit relatif plus important. J'ai donc supprimé ces bords d'images à l'aide de IRAF afin de ne pas polluer les résultats ultérieurs.

Du fait des caractéristiques intrinsèques de la matrice CCD NICMOS III 1024x1024 utilisée, il est nécessaire de réaliser quelques opérations avant de traiter les images. En effet, d'une part, en l'absence de rayonnement, chaque pixel de la caméra CCD possède un bruit thermique intrinsèque dépendant du temps de pose appelé noir (dark en anglais) qu'il faut retrancher à l'intensité de chaque image. D'autre part, lorsqu'on procède à l'éclairement uniforme d'une caméra CCD, chaque pixel répond d'une manière qui lui est propre : c'est le champ plat ou flat en anglais qui dépend de la bande spectrale. L'intensité présente dans l'image finale qui est désormais celle à traiter est donnée par :

$$I_{totale} = \frac{\sum_{i=1}^{N=30}(I_i - dark_i)}{flat - dark} \tag{1}$$

Avant de commencer le traitement des images, il est nécessaire de modifier dans l'entête de l'image les paramètres utiles à l'exécution des commandes de DAOPHOT car les mots clés présents dans l'entête créé par la caméra SOFI de l'ESO ne sont pas toujours identiques à ceux reconnus par DAOPHOT. Ces mots clés sont par exemple les gain et bruit intrinsèque de la caméra CCD utilisée, la date, les heures universelle et sidérale d'observation ou encore le temps d'exposition relatif à chaque image. Le traitement des images avec DAOPHOT consiste en une succession de commandes aboutissant à la détermination de la position, de la magnitude et de son erreur de toutes les étoiles trouvées dans le champ étudié. La première étape permet de choisir des étoiles suffisamment brillantes mais isolées et non saturées par l'intermédiaire une commande interactive dans le but de créer l'image d'une étoile idéale vue par le télescope aussi appelée psf (point spread function) moyenne. Ensuite, une routine détecte toutes les sources ponctuelles présentes en fixant un seuil situé nettement au-dessus du fond de ciel permettant d'exclure les galaxies ou les nuages moléculaires. Ainsi, excepté pour les étoiles rejetées par DAOPHOT reconnues comme étant des pixels morts ou des objets étendus, la position en x et en y des étoiles soustraites est associée à une magnitude et à son erreur. Une image soustraite est créée pour visualiser les résidus puisque chaque étoile possède un profil radial particulier ne coïncidant pas parfaitement avec la psf moyenne. Le but du traitement est d'optimiser les différents paramètres requis par DAOPHOT pour minimiser les résidus. La photométrie a permis d'obtenir une erreur inférieure à un dixième de magnitude jusqu'à une magnitude observée $m_j = 20.3$ en bande J, $m_h = 19.6$ en bande H et $m_k = 18.5$ en bande K.

L'analyse des fichiers relatifs aux étoiles de calibration conduira à la détermination des magnitudes exactes et de leurs erreurs associées pour chaque étoile soustraite. Dès lors, nous sommes en mesure de tracer les diagrammes couleur-couleur, du fait des résultats disponibles dans les trois bandes spectrales, pour procéder au choix des meilleurs candidats naines brunes.

2 Calibrations astrométriques et photométriques

2.1 Calibrations astrométriques

Le traitement des images a généré pour le champ 1 du Serpent une liste d'étoiles avec les coordonnées x et y, les magnitudes et les erreurs associées aux magnitudes. Les coordonnées x et y sont relatives à la matrice CCD utilisée; les magnitudes dépendent des conditions météorologiques du site d'observation et du télescope utilisé. Nous avons opté pour une calibration astrométrique interne relative aux observations réalisées par Eiroa et Casali en 1992 [10] sur tout le nuage du Serpent. En effet, pour les étoiles en commun entre le champ de Casali et notre champ 1, nous avons créé une matrice de passage avec la méthode des moindres carrés d'ordre 2 pour passer des coordonnées $(\alpha_{1950}, \delta_{1950})$ de Casali aux coordonnées (x_K, y_K) de la matrice CCD. Une fois les coefficients de la matrice trouvés, nous les avons appliqués au fichier d'étoiles en bande K du champ. Ensuite, nous avons calculé, à l'aide de la méthode des moindres carrés linéaire, les matrices de passage des coordonnées en bande J à celles en bande K et des coordonnées en bande H à celles en bande K. En effet, les coordonnées varient légèrement d'une bande spectrale à l'autre. La précision sur le réajustement des coordonnées dans les trois bandes est inférieure à un pixel ce qui correspond à 0.292". La dernière opération consistait à transformer les coordonnées $(\alpha_{1950}, \delta_{1950})$ en coordonnées $(\alpha_{2000}, \delta_{2000})$ [26].

2.2 Calibrations photométriques

Chaque champ observé dans une des trois bandes spectrales était entouré d'images relatives à des étoiles de calibration. Même si les conditions d'observation étaient similaires, nous avions à notre disposition seulement deux étoiles de calibration proche du champ observé. De plus, il s'est avéré très difficile de trouver ces étoiles dans le champ pour des raisons mal définies, mais que nous supposons être dues à un mauvais fonctionnement du logiciel de registration pour des grands offsets tels que ceux utilisés pour observer les étoiles de calibration. Par conséquent, nous avons choisi de nous calibrer photométriquement par rapport aux observations de Eiroa et Casali [10]. Nous avons repéré les étoiles communes au champ de Casali et au champ 1 du Serpent. Parmi ces étoiles, nous avons choisi uniquement celles qui possédaient dans le catalogue de Eiroa et Casali une magnitude déterminée dans les trois bandes spectrales. Ensuite, nous avons construit la matrice de passage à l'aide de la méthode des moindres carrés linéaire. Cependant, nous avons pris soin d'éliminer les étoiles dont le résidu, c'est-à-dire la différence entre la magnitude lue dans le fichier d'étoiles et la magnitude calculée par la méthode des moindres carrés, était supérieur à trois fois l'écart-type. Dès lors, seules cinq étoiles ont été utilisée pour notre calibration photométrique dans les trois bandes spectrales. Nous avons créé un fichier final contenant les coordonnées (x,y) dans les trois bandes spectrales, les coordonnées $(\alpha_{1950}, \delta_{1950})$ et $(\alpha_{2000}, \delta_{2000})$, les magnitudes des trois bandes spectrales ainsi que leur erreurs associées.

3 Calcul de l'extinction visuelle du champ du Serpent

Suite aux calibrations astrométriques et photométriques, nous récupérons dans le fichier de données les coordonnées ($\alpha_{2000}, \delta_{2000}$) de toutes les étoiles. Nous découpons notre champ, dont la taille approximative est 5' $\times$ 5', en 35 zones de tailles égales en ascension droite et en déclinaison.

Pour estimer l'extinction visible subie par les sources du nuage du Serpent, nous avons considéré la relation suivante entre l'extinction A_V et la couleur intrinsèque H-K des étoiles [12] :

$$A_V = 11.88 \times (H - K) \; - \; 5.77$$

Cette relation se justifie, d'une part, par le fait que la séquence principale se représente théoriquement par une droite presque verticale dans le proche infrarouge et, d'autre part, que l'extinction interstellaire rougit la séquence principale. Par conséquent, cette dernière est déplacée vers le bas et à droite du diagramme couleur-magnitude permettant ainsi l'approximation suivante : $\Delta(H - K) \propto \Delta A_V$.

Connaissant la position de chaque étoile et la zone d'absorption à laquelle elle appartient, nous calculons l'extinction à partir de la médiane des couleurs H-K des étoiles présentes dans la zone considérée. La limite de résolution de cette méthode intervient lorsque l'absorption est déterminée par une seule étoile. Le graphe ci-dessous montre qu'un pavage de 35 $\times$ 35 permet de reproduire fidèlement les principales structures du nuage. Cependant, comme nous cherchons des objets de pré-séquence principale, les meilleurs candidats seront probablement enfouis dans les zones où l'extinction est la plus forte (zones claires).

Carte représentative de l'extinction relative au champ 1 du Serpent

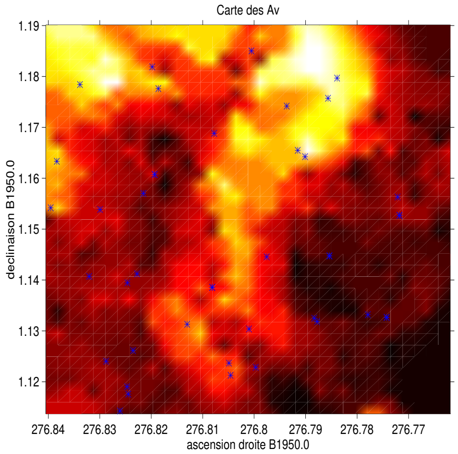

FIG. 1 – *Le pavage du champ étudié reproduit les zones de formation stellaire où l'A_V est élevé (zones claires). L'Est est à gauche, le Sud en bas de la figure. Les étoiles bleues représentent les étoiles dont la magnitude est inférieure à 13 en bande K.*

Nous avons également tracé un histogramme du nombre de zones trouvées à un A_V donné dans le but de déterminer l'A_V médian. Le résultat donne un A_V médian de l'ordre de 3 ou 4 alors que la même méthode avait conduit à un A_V médian voisin de 7 pour le champ étudié par Giovanetti. L'explication apparaît évidente avec la carte d'A_V puisque notre champ contient celui de Giovanetti, ce dernier étant situé dans la partie Nord Est du nôtre.

Histogramme du nombre de zones ayant une extinction donnée pour le champ 1 du Serpent

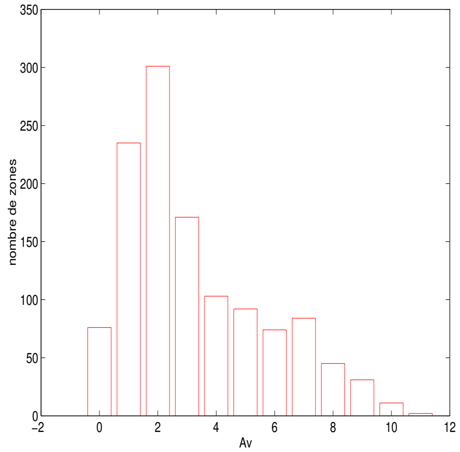

FIG. 2 – *Cet histogramme montre que l'A_V médian du champ du Serpent est compris entre 3 et 4 avec un second pic situé vers 7.*

4 La fonction de luminosité de l'amas

Le but de l'utilisation d'un modèle de galaxie (voir annexe A) est de séparer les étoiles de l'amas de celles situées en avant ou en arrière plan du nuage. Nous comparons ces fonctions de luminosité théoriques dans une bande spectrale au nombre d'objets observés dans cette même bande de manière à en déduire le nombre d'étoiles appartenant au nuage du Serpent.

Le modèle photométrique de Bahcall et Soneira [3] utilise comme point de départ la relation entre le nombre d'étoiles observées et la magnitude absolue en bande visible en fonction de la direction quelle que soit la nature de l'objet astrophysique. Cette étude est fondée sur l'observation d'étoiles de magnitudes apparentes inférieures à 20 dans le visible, la majeure partie de la contribution provenant d'étoiles de magnitudes absolues inférieure à 15.

La Galaxie étant modélisée par deux composantes : le disque et le sphéroïde, le nombre d'étoiles observées par pc^{-3} est fortement lié à la densité stellaire du disque car la contribution du sphéroïde est faible en relatif. Le graphe des densités stellaires en fonction de l'éloignement dans la direction du Serpent reproduit la présence du bulbe à 8 kpc. En outre, la densité d'étoiles par pc^{-3} diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne du Soleil alors que le nombre d'étoiles par tronc de pyramide, un tronc de pyramide représentant le pas d'intégration de même longueur dans la direction du nuage (voir figure 14 de l'annexe A), atteint son maximum au niveau du bulbe. A l'aide des paramètres constants du modèle de Bahcall et Soneira (distance Soleil-Centre Galactique, densités stellaires de normalisation du disque et du sphéroïde, échelle de longueur h, échelle de hauteur H et rapport des axes du sphéroïde), nous découpons la ligne de visée en troncs de pyramides (pas d'intégration) dans le but de déterminer le nombre d'étoiles par magnitude et par pyramide en fonction de la magnitude absolue dans la bande V. Les densités stellaires montrent qu'il y a peu d'étoiles dans les troncs de pyramides proches. Par conséquent, on constate que la probabilité qu'une étoile se trouve devant le champ du Serpent est quasi nulle (voir figure 3).

Grâce à la fonction de luminosité donnée par Bahcall et Soneira, nous sommes en mesure de déduire la fonction de luminosité en bande K. Cependant, la magnitude absolue limite des observations prises en compte par les auteurs est de $M_V = 16$. Si on applique un module de distance de 7 pour le nuage du Serpent [18] et un indice de couleur V-K voisin de 5 pour les faibles masses [19], nous obtenons une magnitude apparente limite en bande K de $m_K = 18$. Cette estimation signifie que notre fonction

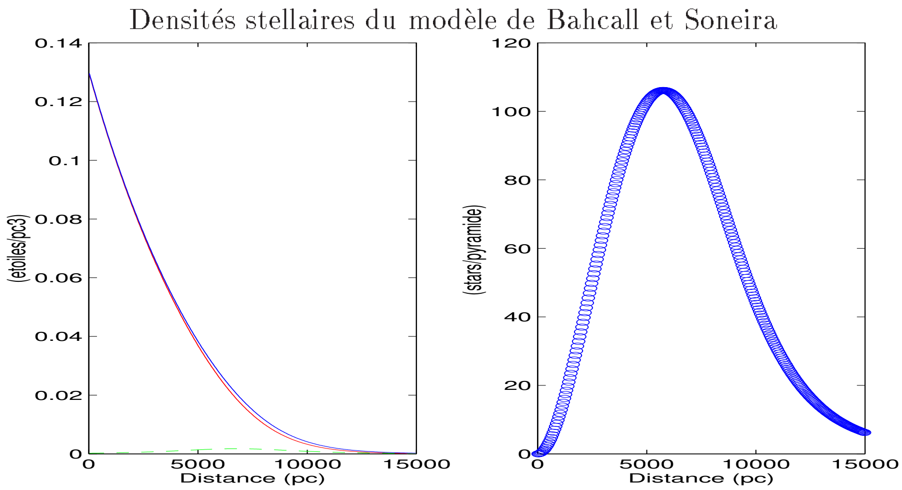

FIG. 3 – *Le graphe de gauche nous montre la densité totale (nombre d'étoiles par pc^3) de la Galaxie en bleu superposée aux densités de chaque composante : en rouge la composante disque et en vert la composante sphéroïde. La densité du disque dans le voisinage solaire est de 0.13 étoiles par pc^3. La densité du bulbe n'est plus totalement négligeable par rapport à celle du disque entre 5 et 10 kpc puisque la distance Soleil-Centre galactique est fixée à 8 kpc*
Le graphe de droite expose le nombre d'étoiles par tronc de pyramide (découpage de la ligne de visée en longueurs égales) et montre que l'on attend peu d'étoiles situées devant le nuage du Serpent (d = 260 pc). En revanche, la contamination par des étoiles situées derrière le nuage est forte.

de luminosité en bande K est connue sans ambiguïté jusqu'à $m_K = 18$ pour un nuage non absorbant.

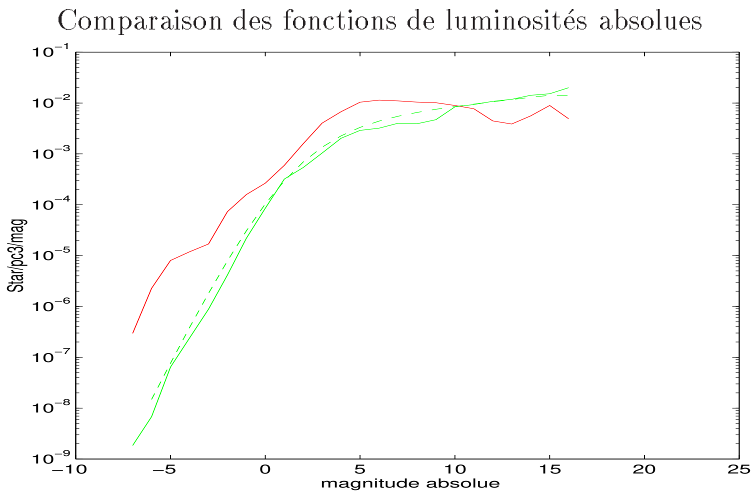

FIG. 4 – *Les courbes vertes représentent les fonctions de luminosité stellaires absolues en bande V en fonction de la magnitude absolue. La courbe en trait plein est la fonction de luminosité observée et reproduite numériquement, celle en tirets est la fonction de luminosité analytique est tirée de Allen ne tenant pas compte du creux autour de $M_V = 8$ jugé non significatif.*
La courbe rouge est la fonction de luminosité stellaire absolue en bande K en fonction de la magnitude absolue calculée numériquement à l'aide de Allen [1] et de Kenyon et Hartmann [19].
On remarque que le nombre d'étoiles trouvées par pc^3 et par magnitude est supérieur en bande K.

Le développement numérique du modèle de Bahcall et Soneira auquel nous avons procédé prend en compte plusieurs facteurs.

Puisque la source que nous observons, en l'occurence le nuage moléculaire du Serpent, située à ($R = 260 \pm 40\, pc$) [18] du Soleil, est un nuage dense donc opaque au rayonnement, il faut prendre en compte l'extinction due à la poussière peuplant le nuage. Cependant, du fait de la faible extinction intervenant dans la bande photométrique K, nous sommes en mesure de traverser le nuage en certains endroits en raison de l'inhomogénéité du nuage considéré. Le problème de confusion entre les étoiles du nuage et celles situées derrière celui-ci doit donc être pris en considération.

En ce qui concerne l'extinction interstellaire, nous avons utilisé la loi d'extinction donnée par Sandage en 1972 [32] qui tient compte du faible rougissement observé aux hautes latitudes galactiques. De plus, l'absorption est reliée à l'inverse du sinus de la latitude galactique (voir annexe A) montrant ainsi la forte extinction subie lorsque la direction de visée est proche du bulbe. En outre, il faut mentionner que l'absorption interstellaire varie selon la bande spectrale [31].

$$A_J = 0.282 A_V$$
$$A_H = 0.175 A_V$$
$$A_K = 0.112 A_V$$

D'autre part, nous avons pris en compte la différence entre l'échelle de hauteur des géantes rouges et celle des étoiles jeunes. En effet, après l'effondrement du nuage, les étoiles possèdent une vitesse initiale qui les éloigne du lieu de leur formation.

Echelle de hauteur des différents types d'étoiles observées par divers auteurs

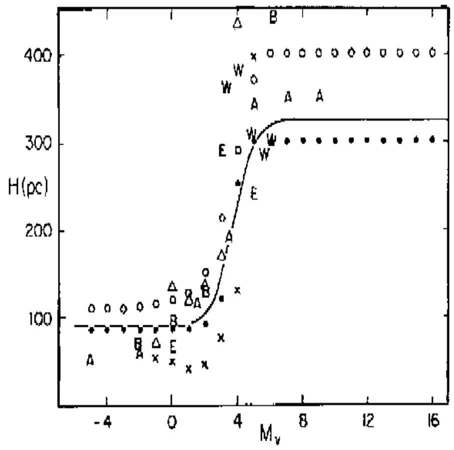

FIG. 5 – *Ce graphe montre l'échelle de hauteur H en fonction de la magnitude absolue. La courbe en trait plein est la relation adoptée pour reproduire au mieux les observations de nombreux auteurs. Les valeurs des échelles de hauteurs pour les étoiles faibles sont des extrapolations. Ce graphe est extrait de l'article de Miller et Scalo [27]*

Enfin, le modèle de Bahcall et Soneira nous donne des fonctions de luminosité absolues en bande visible. L'obtention des fonctions de luminosité apparentes en bande K nécessite l'utilisation, dans un premier temps, des indices de couleur $V - K = M_V - M_K$ donnée par Kenyon et Hartmann [19] et, dans un second temps, de la formule de passage des magnitudes absolues aux magnitudes apparentes :

$$m_K = M_K - 5 + 5\log(R) + A_K \qquad (2)$$

Les fonctions de luminosité apparentes c'est-à-dire le nombre d'étoiles par pas d'intégration et par magnitude en fonction de la distance à un âge donné, une extinction quelconque en bande visible et en bande K sont représentées sur le graphe ci-dessous :

Densités volumiques des étoiles dans la direction du champ du Serpent en considérant un A_V moyen.

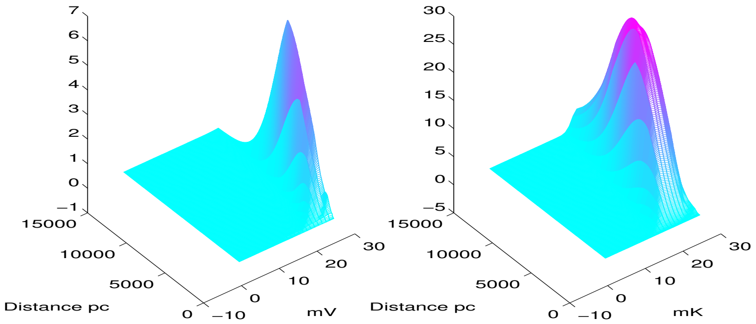

Fig. 6 – *Nous observons, d'une part, plus d'étoiles en bande K qu'en bande V pour une même distance et une même magnitude et, d'autre part, nous constatons que des étoiles éloignées ayant de grandes magnitudes, indétectables dans le visible, le deviennent en bande K.*

Le résultat important lié à ce modèle photométrique de la Galaxie fournit une estimation statistique du nombre d'étoiles appartenant au nuage du Serpent ce qui représente une première limite supérieure au nombre de candidats naines brunes. Ce nombre est obtenu en faisant la différence entre le nombre d'étoiles observées dans le champ 1 du Serpent et le nombre théorique d'étoiles prédit par le modèle de Bahcall et Soneira.

Nombre d'étoiles appartenant au champ du Serpent en fonction de la magnitude

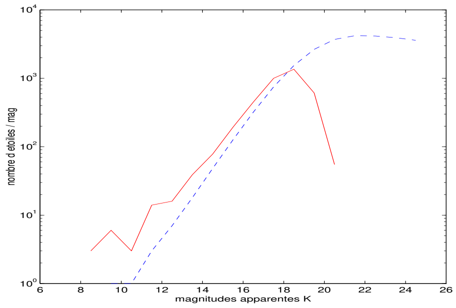

Fig. 7 – *En continuum sont tracées nos observations et en pointillés le nombre d'étoiles attendu par le modèle de Bahcall et Soneira. Ce graphe montre la limite en magnitude de nos observations qui est de 20.5 ainsi que la complétude de notre survey qui est de 18.5 en bande K.*

5 La fonction initiale de masse de l'amas

5.1 L'exploitation des modèles d'évolution d'objets de pré-séquence principale

Notre intérêt étant de connaître le taux de formation stellaire et la fonction initiale de masse [27], nous devons expliciter le nombre d'étoiles, non pas en fonction de la magnitude, mais en fonction de la masse. Notre étude étant, par ailleurs, basée sur la recherche de naines brunes, nous nous sommes inspirés du modèle de d'Antona et Mazzitelli [2] qui considère l'evolution dans le diagramme HR d'étoiles de faible masse $0.02 \leq M \leq 2.5M_{\odot}$ situées sur la pré-séquence principale. Après la formation d'étoiles au sein du nuage considéré, le modèle suppose d'une part que les étoiles sont en équilibre hydrostatique et, d'autre part, qu'elles n'accrétent ni ne perdent de masse au cours de leur évolution. Parmi les quatre simulations numériques réalisées pour modéliser l'évolution du Soleil, nous avons choisi la théorie de la longueur de mélange associée aux données d'opacité de Kurucz [23] avec des abondances massiques d'helium et des assimilés métaux respectivement égales à $Y = 0.28$ et $Z = 0.019$.

Pour les masses supérieures à $2.5M_{\odot}$, nous avons utilisé les résultats des modèles stellaires décrits par Iben [13].

En ce qui concerne les faibles masses, nous avons utilisé les modèles d'évolution des étoiles de pré-séquence principale développés par Baraffe et al. [5] car ils tiennent compte des raies d'émission et d'absorption des étoiles contrairement aux modèles précédents. L'intervalle de masse disponible est compris entre 0.02 et $1.2M_{\odot}$. Les âges disponibles s'étendent de 10^6 et 100×10^9 ans.

L'intervalle des masses s'étend alors de 0.02 à $15M_{\odot}$ en cumulant les modèles de Baraffe et al. [5], D'Antona et Mazzitelli [2] et Iben [13]. Le tableau adéquat à ce choix nous fournit alors pour des âges communs compris entre 10^6 et 10^8 ans et pour une masse précise la luminosité L et la température effective T_{eff} de l'étoile.

Luminosité et température effective d'une étoile à un âge donné pour une masse donnée en fonction de la magnitude absolue visible.

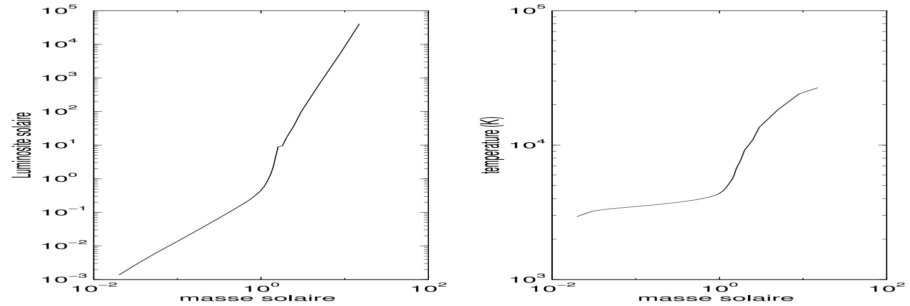

FIG. 8 – *L'échelle de masse s'étend de 0.02 à 15 $M_{\odot}$ en utilisant successivement les modèles de Baraffe [5], de D'Antona et Mazzitelli [2] et Iben [13]. Les tracés ci-dessous correspondent à un âge de 10^7 ans.*

Relation masse(en masses solaires)-magnitude absolue pour un âge de 10^7 ans et un A_V de 3.5

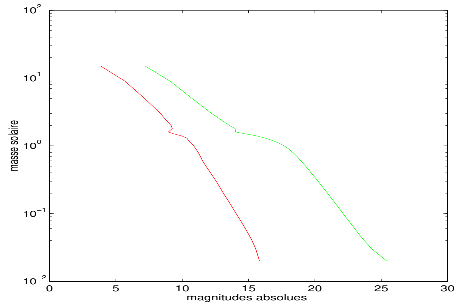

FIG. 9 – *La courbe verte correspond à la bande V et la courbe rouge à la bande K. Le creux qui apparaît sur les courbes est lié à la combustion du deutérium de l'étoile jeune qui se contracte. L'échelle de masse s'étend de 0.04 à 15 $M_\odot$ en utilisant successivement les modèles de Baraffe, de D'Antona et Mazzitelli et de Iben. Il est évident, d'après ce graphe, que pour un âge, une masse et un A_V identiques, les magnitudes en bande K sont accessibles avec les télescopes actuels, celles en bande visible sont en revanche beaucoup trop faibles pour des masses inférieures à $1M_\odot$ dès que l'A_V devient important.*

5.2 Pourquoi étudier la fonction initiale de masse?

Une des questions fondamentales de l'étude de la formation des étoiles et de la formation stellaire est la distribution en masse des étoiles. Une fois que la masse d'une étoile est déterminée, une grande partie de son évolution le long de la séquence principale est fixée ainsi que son évolution hors séquence principale.

Les meilleures estimations de la distribution des masses stellaires initiales proviennent de l'étude de grands nombres d'étoiles dans de petits volumes voisins du Système Solaire (distance $\leq$ 1 kpc). Ainsi, en combinant des données photométriques et spectroscopiques, on en déduit une fonction de luminosité pour les étoiles de la séquence principale. Ensuite, on applique une relation masse-luminosité, toujours sur la séquence principale, afin d'en déduire la fonction de masse actuelle (PDMF). L'étape suivante consiste à prendre en compte les effets de l'évolution stellaire afin d'obtenir la fonction de masse initiale (IMF). Les étoiles de grande masse évoluant plus vite que les étoiles de faible masse, la PDMF va sous-estimer le nombre d'étoiles dont la durée de vie sur la séquence principale est inférieure à l'âge du disque galactique. La définition de l'IMF repose sur deux hypothèses fondamentales : l'IMF de la Galaxie ne varie ni dans le temps ni dans l'espace. La détermination la plus complète de l'IMF a été réalisée par Miller et Scalo en 1979 [27] (voir annexe B). La communauté scientifique s'accorde aujourd'hui pour dire que l'IMF est bien représentée par une loi de puissance pour des masses supérieures à 5 $M_\odot$ puis s'aplatit jusqu'à 1 $M_\odot$. En revanche, les incertitudes subsistent concernant la pente de la fonction initiale de masse en dessous de 1 $M_\odot$ et encore plus en dessous de 0.1 $M_\odot$.

La formation stellaire constitue-t-elle un phénomène universel ou non? Quelle est l'allure de la fonction initiale de masse pour des masses inférieures à 1 $M_\odot$? Pour répondre à de telles questions, il est utile d'étudier des amas ouverts afin de déterminer la fonction de luminosité de ces amas puis d'évaluer leur fonction de masse car toutes les étoiles de l'amas se sont formées à partir d'un même nuage et peut-être à une même époque. Cependant, ces amas sont trop vieux pour contraindre l'IMF pour les très faibles masses car l'évolution stellaire a rendu ces objets peu lumineux.

Notre étude se porte sur le nuage moléculaire du Serpent qui présente des signes évidents de formation stellaire du fait de la présence de zones à forte absorption et de traceurs de la formation stellaire

(H_α, nébuleuses par réflexion). Comme les objets de pré-séquence principale sont nettement plus lumineux quand ils sont jeunes, nous sommes en mesure d'ajouter une contrainte supplémentaire à la forme de l'IMF pour les faibles masses.

5.3 Les résultats obtenus pour la fonction initiale de masse

Après avoir utilisé le modèle de Bahcall et Soneira et obtenu la fonction de luminosité apparente en bande K, le but est de connaître le nombre d'étoiles de l'amas à une masse donnée. Les paramètres reliant la fonction de luminosité à l'IMF sont la pente de la relation masse-magnitude absolue, l'échelle de hauteur hors du plan de la Galaxie et la fraction d'étoiles d'une magnitude donnée qui se trouve sur la séquence principale (voir annexe B). Pour effectuer cette transformation, nous utilisons la table créée à partir des modèles de D'Antona et Mazzitelli [2], Baraffe et al. [5] et Iben [13] qui fournit, pour une masse et un âge donnés, la magnitude, la température effective et la luminosité de l'objet correspondant. En associant à ces données théoriques le fichier d'étoiles du champ 1, nous générons pour des âges compris entre 10^6 et 10^8 ans la relation masse-magnitude apparente en K (voir figure 9).

Relation entre la masse et la magnitude apparente en bande K pour un $A_V = 3.5$ et un âge de 10^7 ans

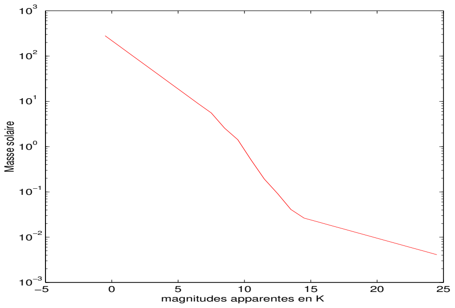

FIG. 10 –

En utilisant le résultat du graphe précédent, nous pouvons déduire le nombre d'étoiles de l'amas à une masse donnée. La lecture de la figure 11 fournit directement une limite supérieure au nombre de naines brunes attendue dans le champ observé sachant que les naines brunes sont attendues entre $0.013\,M_\odot$ et $0.075\,M_\odot$.

Les observations menées par Giovannetti lors de sa thèse [12] à l'aide du Télescope Bernard Lyot du Pic du Midi ont permis d'estimer l'âge du nuage du Serpent. En effet, en traçant la courbe du nombre d'étoiles en fonction de la masse, l'âge le plus approprié s'est avéré être 10^7 ans. Ainsi, ces observations préliminaires à celles du NTT dont je disposais éliminent une inconnue qui est l'âge de l'amas. Puisque nous connaissons approximativement l'extinction visuelle de notre champ, nous pouvons estimer la masse du nuage. Cependant, nous observons un excès d'étoiles de faibles masses par rapport à la représentation de Miller et Scalo. Est-ce un effet réel ou est-ce dû aux incertitudes sur les calibrations photométriques réalisées à partir des valeurs de Eiroa et Casali [10]? Nous savons aussi que notre fonction de luminosité en bande K est parfaitement définie jusqu'à la magnitude 18. Au-delà, nous entrons dans le domaine des faibles masses.

Nombre d'étoiles en fonction de la masse (en masses solaires) pour 10^7 ans et pour un $A_V = 3.5$

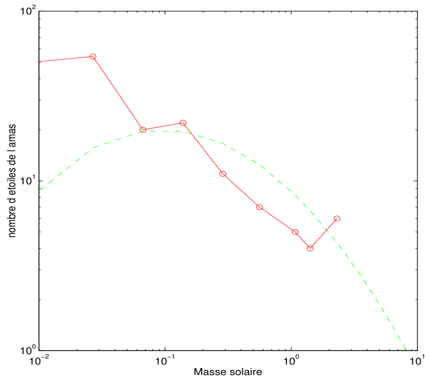

FIG. 11 – *La fonction théorique de Miller et Scalo est traçée en pointillés verts. La courbe issue de notre modèle numérique est traçée en rouge. Cette courbe permet l'évaluation du nombre de naines brunes.*

6 Identification de candidats naines brunes

L'identification des meilleurs candidats naines brunes s'effectue en cumulant les informations fournies par les diagrammes couleur-couleur et couleur-magnitude.

6.1 Le diagramme couleur-couleur

Le diagramme (J-H,H-K) présenté figure 12 est très utile pour distinguer les effets du rougissement interstellaire de l'excès d'émission infrarouge.

Sur ce graphe, nous avons tracé, en bleu, la séquence principale appelée ZAMS (Zero Age Main Sequence) et la branche des géantes rouges grâce aux données de Wainscoat [36] pour des types spectraux compris entre B0 et M6. Nous avons aussi représenté la séquence de masse (0.02 à $15 M_{\odot}$)à 10^7 ans pour des extinctions de 0 et 10 magnitudes dans le visible. Les masses représentées s'étendent de 0.02 $M_{\odot}$ à 15 $M_{\odot}$. La ZAMS constitue la plus forte probabilité de trouver une étoile d'un type spectral donné durant sa vie. La séquence de masse représentée par les ronds rouges est légèrement différente car représentée pour un âge donné où la plupart des étoiles ne sont pas encore sur la séquence principale. La représentation des deux isochrones à deux A_V différents tient compte des variations de l'extinction existant entre les bandes spectrales [31].

Cette figure montre que la majeure partie des sources subit une extinction voisine de 4 magnitudes dans le visible ce qui est en accord avec l'histogramme de la figure 2. Cependant, nous constatons que certaines étoiles subissent une absorption qui dépasse la dizaine de magnitudes en bande visible. Nous avons traçé deux droites (traits rouges) reliant les deux masses extrêmes des naines brunes pour les deux A_V tracés. Nous délimitons de cette façon un parallélogramme susceptible de contenir des naines brunes.

Pour contraindre davantage le nombre de naines brunes, il faut utiliser les informations fournies par les diagrammes couleur-magnitude (K,H-K) eet (J/J-H). Ces diagrammes seront comparés entre eux pour des âges identiques, âges compris entre 10^6 et 10^8 ans.

Diagramme couleur-couleur des souces du champ 1 du nuage du Serpent

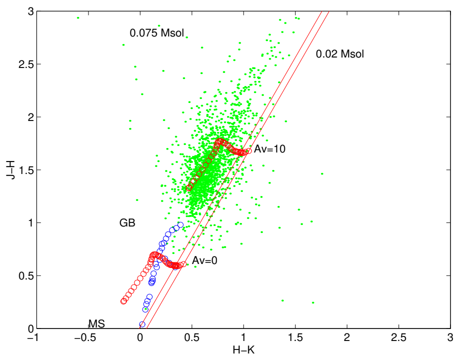

FIG. 12 – *Les points verts représentent toutes les souces du champ. Les ronds rouges représentent toutes les masses entre 0.02 et 15* $M_\odot$ *à un âge de* 10^7 *ans et pour des* A_V *de 0 et 10 magnitudes. Les ronds bleus représentent la séquence principale (MS) et la branche des géantes rouges (GB)[36]. Les traits rouges relient les deux masses limites de naines brunes pour deux* A_V *différents et délimitent un secteur dans lequel se trouvent nos candidats.*

6.2 Le diagramme couleur-magnitude

Ces diagrammes couleur-magnitude sont souvent considérés comme un moyen utile d'appréhender les types spectraux et les classes de luminosité d'un échantillon d'étoiles. De plus, ces diagrammes permettent de séparer les effets dûs aux rougissement de ceux issus dûs au module de distance.

Les ronds rouges représentent les différentes masses choisies dans les modèles de d'Antona et Mazzitelli [2], Baraffe et al. [5] et Iben [13] pour un âge donné en l'occurence 10^7 ans et des A_V respectifs de 0 et 10 magnitudes dans le visible. D'autre part, la représentation théorique de la séquence principale par une droite quasi verticale est justifiée à la vue de ce graphe. Les ronds bleus représentent la séquence principale ou ZAMS et la branche des géantes rouges (GB) rougies à la distance du nuage du Serpent [36].

Nous reprenons la méthode utilisée pour le diagramme couleur-couleur. Nous traçons deux droites joignant les masses limites des naines brunes pour délimiter un nouveau parallélogramme. La confrontation des résultats obtenus pour les deux diagrammes et pour chaque âge fournit un nombre maximal de candidats naines brunes.

Trois groupes de candidats sont apparus en fonction de l'âge. Un premier groupe, âgé de 10^7 ans rassemble deux candidats, BD1 et BD2 dont les magnitudes sont voisines de 14.5 en bande K. Le second groupe, âgé d'environ 30 millions d'années est constitué d'un seul candidat (BD3) qui se trouve au bord de l'image. Ce candidat peut sembler critique même si nous avons pris soin d'éliminer les bords des images avant traitement (voir chapitre 1). Enfin, le troisième groupe de 12 candidats est âgé de 5×10^7 ans. Ces candidats sont majoritairement dispersés dans des zones d'extinction interstellaire élevée. Cependant, certains candidats se positionnent dans des "trous" d'A_V. Au delà de 5×10^7 ans, les simulations numériques trouvent un nombre excessif de naines brunes. Ce phénomène s'explique du fait que des objets de faible masse se confondent avec les géantes rouges qui se situent derrière le nuage. En effet, les naines brunes dont la luminosité est devenue faible ont une magnitude comparable à celle de géantes rouges décalées par le module de distance.

Voici la liste des meilleurs candidats avec leurs coordonnées ($\alpha_{2000}, \delta_{2000}$), leurs magnitudes dans les trois bandes spectrales et l'erreur sur la magnitude. Le premier tableau correspond à 10^7 ans, le second à 3×10^7 ans et le dernier à 5×10^7 ans.

Diagramme couleur-magnitude des souces du champ 1 du nuage du Serpent

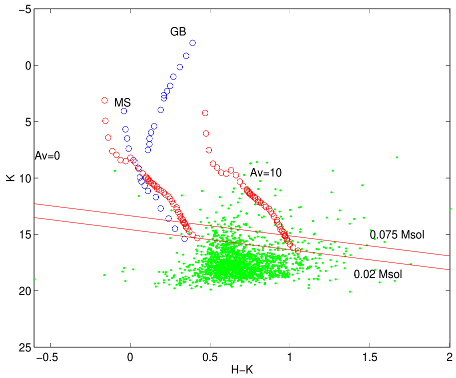

FIG. 13 – *Les points verts représentent toutes les souces du champ. Les ronds rouges représentent toutes les masses entre 0.02 et 15* $M_\odot$ *à un âge de* 10^7 *ans et pour des* A_V *de 0 et 10 magnitudes. Les ronds bleus représentent la séquence principale (MS) et la branche des géantes rouges (GB)[36]. Les traits rouges relient les deux masses limites de naines brunes pour deux* A_V *différents et délimitent un secteur dans lequel se trouvent nos candidats.*

candidat	coordonnée α_{2000}	coordonnée δ_{2000}	$m_J \pm \Delta m_J$	$m_H \pm \Delta m_H$	$m_K \pm \Delta m_K$
BD1	18h29m51.482s	$1^o9'36.209"$	15.711 ± 0.011	14.898 ± 0.003	14.424 ± 0.005
BD2	18h29m46.278s	$1^o8'58.333"$	16.293 ± 0.011	15.337 ± 0.009	14.734 ± 0.009

candidat	coordonnée α_{2000}	coordonnée δ_{2000}	$m_J \pm \Delta m_J$	$m_H \pm \Delta m_H$	$m_K \pm \Delta m_K$
BD3	18h29m38.101s	$1^o8'55.615"$	17.150 ± 0.013	16.286 ± 0.009	15.771 ± 0.014

candidat	coordonnée α_{2000}	coordonnée δ_{2000}	$m_J \pm \Delta m_J$	$m_H \pm \Delta m_H$	$m_K \pm \Delta m_K$
BD4	18h29m54.158s	$1^o12'22.528"$	20.230 ± 0.079	18.242 ± 0.020	17.156 ± 0.022
BD5	18h29m46.178s	$1^o10'24.823"$	19.267 ± 0.075	17.689 ± 0.026	16.836 ± 0.018
BD6	18h29m46.449s	$1^o10'2.715"$	18.429 ± 0.020	17.113 ± 0.012	16.411 ± 0.013
BD7	18h29m45.184s	$1^o10'42.017"$	19.991 ± 0.071	18.147 ± 0.022	17.120 ± 0.025
BD8	18h29m46.045s	$1^o9'29.657"$	19.465 ± 0.044	17.886 ± 0.022	17.007 ± 0.019
BD9	18h29m45.550s	$1^o9'56.606"$	18.798 ± 0.032	17.392 ± 0.013	16.650 ± 0.016
BD10	18h29m45.458s	$1^o9'9.731"$	19.512 ± 0.049	17.947 ± 0.016	17.070 ± 0.023
BD11	18h29m42.248s	$1^o8'57.548"$	17.863 ± 0.015	16.993 ± 0.011	16.548 ± 0.017
BD12	18h29m37.273s	$1^o11'41.086"$	18.804 ± 0.039	17.500 ± 0.042	16.766 ± 0.046
BD13	18h29m37.228s	$1^o11'23.489"$	18.996 ± 0.037	17.608 ± 0.050	16.835 ± 0.088
BD14	18h29m36.823s	$1^o11'37.457"$	17.854 ± 0.020	16.718 ± 0.014	16.135 ± 0.011
BD15	18h29m35.311s	$1^o12'30.557"$	18.646 ± 0.037	17.448 ± 0.025	16.830 ± 0.053

7 Discussion sur les résultats obtenus

Nous avons déterminé l'âge du nuage à partir des observations faites au TBL par Giovannetti [12] en constatant qu'il était de l'ordre de 10 millions d'années. Cet âge est en accord avec celui du deuxième burst trouvé par Giovannetti. En effet, une partie des étoiles s'est formée plus tôt vers 7×10^4 ans. Or, à l'époque de sa thèse, Giovannetti ne prenait en compte que les modèles basés sur le corps noir, en particulier celui de D'Antona et Mazzitelli [2], ce qui peut remettre en cause la date du premier burst dans la mesure où notre dt́ermination de l'IMF tient compte des raies d'émission et d'absorption des étoiles à travers les modèles d'évolution de Baraffe [5]. Cependant, le calcul de l'extinction visuelle du champ montre des disparités ce qui laisse supposer un déplacement des zones de formation stellaires vers le nord du nuage. D'autre part, le champ observé au NTT (5' $\times$ 5') est plus grand que celui observé par Giovannetti (6' $\times$ 2') ce qui laisse supposer la possibilité de trouver un plus grand nombre de naines brunes. De toute évidence, la modélisation de la fonction de luminosité est meilleure car le nombre d'étoiles disponibles est plus élevé. Quant à la fonction initiale de masse de Miller et Scalo, elle reproduit correctement le nombre d'étoiles observées dans l'amas jusqu'à $0.1 M_{\odot}$. En dessous, l'incertitude subsiste car nous sommes génés par la confusion existant avec les géantes rouges.

Lors de l'observation de nuages moléculaires, la dispersion de l'absorption à travers le champ est un handicap majeur même si on associe ce phénomène à la formation stellaire. Les diagrammes couleur-couleur et couleur-magnitude montrent que certaines sources subissent une extinction visuelle de 20 magnitudes. Nous sommes donc amenés à distinguer plusieurs groupes d'âges suivant l'absorption observée. De plus, nous avons au sein d'un même groupe des objets situés dans des zones d'extinction différentes. Cette remarque peut conduire, en cas d'identification, à modifier l'âge prévu. Cependant, les candidats trouvés ont des âges en accord avec le second burst survenu à 10^7 ans prédit par Giovannetti [12]. Une amélioration de l'âge des candidats trouvés consisterait à découper notre champ en zones d'extinction en relation avec l'âge. Mais pouvons nous supposer une relation aussi linéaire entre l'extinction observée et l'âge des candidats? D'autre part, nous constatons que la détection des naines est plus aisée dans les nuages jeunes. En effet, la luminosité des objets de faible masse étant supérieure, la confusion avec les géantes rouges situées derrière le nuage, donc rougies par le module de distance, est moindre.

Les candidats répertoriés dans la liste précédente sont-ils réellement des naines brunes? Pour apporter une réponse fiable à cette question, nous avons besoin de faire la spectrométrie de ces objets. En effet, la modélisation des atmosphères d'objets froids et peu massifs comme les naines brunes ont montré l'existence de larges bandes d'absorption de méthane. De plus, un second test, celui du lithium, puisque les naines brunes passent toute leur vie à consommer leur lithium, permettra d'affirmer que les candidats son effectivement des naines brunes. La spectrométrie des candidats qui sera faite au VLT pendant la première quinzaine de juillet 2000 sera assez performante pour observer les larges raies de méthane et les raies de lithium d'objets de faible magnitude. Les candidats répertoriés ci-dessous ont une magnitude inférieure à 18, limite jusqu'à laquelle notre fonction de luminosité en bande K est connue sans ambiguïté (voir chapitre 4). L'erreur cumulée commise est donc faible puisque notre fonction de luminosité, bien décrite, est associée à une relation masse-magnitude adaptée aux étoiles de faible masse [5]. Si la spectrométrie du VLT confirme la détection de naines brunes, alors, nous pourrons déduire que le nuage du Serpent est assez jeune pour trouver des naines brunes. Sinon, ce nuage est déjà trop évolué et la recherche de naines brunes devra s'orienter vers des nuages situés franchement hors du plan de la Galaxie.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Nous avons réalisé l'analyse complète des données du champ du nuage moléculaire du Serpent observé. Le traitement des images à l'aide de IRAF, les calibrations astrométriques et photométriques, le tracé des diagrammes couleur-couleur et couleur-magnitude ont conduit à la désignation de quinze candidats naines brunes dont le tableau est présenté au chapitre 6. Ces candidats d'âges différents sont dispersés dans le champ comme le montre l'image du champ en dernière page.

Afin de savoir si ces candidats sont réellement des naines brunes, une étude spectroscopique sera menée courant juillet au VLT au Chili. En effet, la modélisation des atmosphères des objets de faible masse prédit de larges bandes de méthane, raies déjà observées par les découvreurs des premières naines brunes. De plus, ces objets ont une température et une densité centrale qui ne leur permet pas de brûler tout leur lithium. De ce fait, la présence à la fois de lithium et de méthane dans le spectre d'un ou de plusieurs des candidats pour confirmer son appellation naine brune. En outre, il sera intéressant de savoir si les candidats situés dans des zones sans extinction sont véritablement des naines brunes. Enfin, une autre méthode de recherche de candidats naines brunes peut être envisagée. Grâce à la carte d'extinction interstellaire, nous connaissons la localisation des étoiles par rapport aux zones d'absorption. Ainsi, en dérougissant les étoiles, nous pouvons les reporter sur les diagrammes couleur-couleur et couleur-magnitude. Les étoiles les plus rouges seront alors les géantes décalées par le module de distance. La confusion entre naines brunes et géantes rouges sera donc moindre.

Cette première étude montre l'importance des observations dans l'infrarouge proche de régions de formation stellaire pour déterminer la forme de la fonction initiale de masse, surtout pour les étoiles de faibles masses comme les naines brunes. Une étude systématique de l'ensemble des nuages proches de cette façon est envisageable par les télescopes comme le CFHT, le NTT et le TBL équipés de caméras performantes dans l'infrarouge proche. Une extension de cette étude aux nuages de Magellan avec le Hubble Space Telescope est possible afin de contraindre les facteurs mis en jeu lors de la formation stellaire comme la composition initiale en métaux.

ANNEXE A : Le modèle photométrique de la Galaxie de Bahcall et Soneira

La modélisation de la Galaxie est un enjeu important pour comprendre les divers phénomènes présents en son sein. La forme de la Galaxie et de ses structures (bulbe, disque, halo), la dynamique des objets, la formation des étoiles, la matière sombre sont les fondements des différents types de modèles galactiques. Notre Galaxie est peuplée de nuages moléculaires denses (10^3 à 10^5 $atomes\ cm^{-3}$), froids (10 à 20 K) et absorbants au sein desquels s'élabore une chimie moléculaire complexe.

Le modèle photométrique développé par Bahcall et Soneira [3] donne le nombre d'étoiles en magnitude absolue visuelle en fonction de la latitude galactique b et de la longitude galactique l.

Les fonctions de luminosité ($étoiles\ pc^{-3}\ mag^{-1}$) ainsi que les échelles de hauteur des différents types d'étoiles sont tirées d'observations réalisées dans le voisinage solaire et, par hypothèse, choisies indépendantes de la distance au centre galactique.

La fonction de luminosité du voisinage solaire est parfaitement reproduite par la fonction de luminosité du disque seul puisque la contribution du sphéroïde est négligeable en relatif. Les données observationnelles recueillies par divers auteurs sont lissées par la formule théorique suivante [3] :

$$\Phi(M) = \frac{n_\star \times 10^{\beta(M-M^\star)}}{(1+10^{-(\alpha-\beta)\delta(M-M^\star)})^{\frac{1}{\delta}}} \qquad M_b \leq M \leq 15 \tag{3}$$

$$\Phi(M) = \Phi(15) \qquad 15 \leq M \leq M_d$$

$$\Phi(M) = 0 \qquad M \leq M_b \ or\ M \geq M_d$$

avec $n_\star = 4.03 \times 10^{-3}$ $M^\star = +1.28$ $M_b = -6$ $M_d = +19$
et $\alpha = 0.74$ $\beta = 0.04$ $\frac{1}{\delta} = 3.40$

Il est à noter qu'au delà de $M_V = 15$ les auteurs choisissent une fonction constante par manque de données du fait de l'aplatissement de la courbe observé à partir de $M_V = 12$, aplatissement qu'ils considèrent comme significatif.

Les auteurs modélisent la Galaxie à l'aide de deux composantes majeures : un disque exponentiel fin et un sphéroïde de de Vaucouleurs dont la densité est 500 à 800 fois plus faible que celle du disque.

Le disque étant composé à la fois de jeunes étoiles (Population I) et d'étoiles évoluées (Population II), on distingue une échelle de hauteur dans le plan galactique et une autre échelle de hauteur perpendiculaire au plan de la Galaxie.

La densité dans le plan de la Galaxie est proportionnelle à l'échelle de longueur h égale à $3.5kpc$ et dont la limite inférieure est fixée à $2.5kpc$. Sa valeur influence peu le comptage d'étoiles alors qu'il joue un rôle dans la cinématique.

$$\rho_D^{\|} \propto \exp(-\frac{x-R_o}{h})$$

où R_o est la distance Soleil-Centre galactique fixée à $8kpc$ par le modèle, x est la distance dans le plan de la Galaxie.

La densité perpendiculaire au plan de la Galaxie est proportionnelle à l'échelle de hauteur H qui varie selon le type d'étoiles.

$$\rho_D^{\perp} \propto \exp(-\frac{z}{H(M)})$$

Schéma des notations utilisées par Bahcall et Soneira dans leur modèle photométrique de la Galaxie

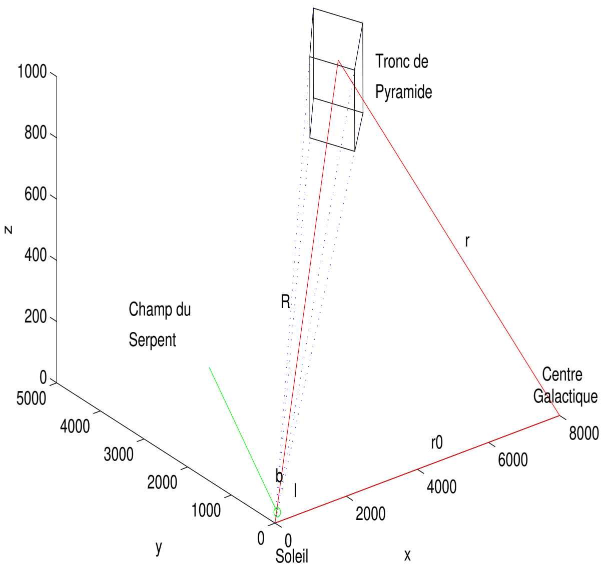

FIG. 14 – *Application au cas du nuage moléculaire du Serpent situé à une distance $d = 260\,pc$ du Soleil (distance Terre-Soleil négligeable $\sim 4.85 \times 10^{-6}$ pc). Les définitions des variables sont les suivantes : 1) R_0 est la distance Soleil-Centre galactique choisie constante et égale à 8 kpc. 2) b et l sont respectivement la latitude et la longitude galactique du nuage du Serpent, R sa distance. 3) x est la distance galactocentrique dans le plan de la Galaxie. 4) R est la distance galactocentrique. 5) z est la hauteur perpendiculairement au plan de la Galaxie.*

où z est la hauteur par rapport au plan galactique égale à $R \times \sin(b)$. Les observations montrent que les étoiles jeunes sont situées dans les bras de la Galaxie donc dans le plan alors que des étoiles en fin de vie comme les naines blanches ont des échelles de hauteur de l'ordre de $350\,pc$ du fait du grand nombre de collisions subies lors des traversées de nuages. Quant aux géantes rouges, stade intermédiaire du diagramme HR, leur échelle de hauteur est de l'ordre de $250\,pc$.

La densité d'étoiles dans le disque est obtenue en combinant les densités dans et hors du plan galactique. La formule complète est [4] :

$$\rho_D = \rho_D(R_o)\exp[-\frac{z}{H(M_V)}]\exp[-\frac{x-R_o}{h}](\frac{R}{R_o})^{-\frac{6}{8}}(exp[-10.093(\frac{R}{R_o})^{\frac{1}{4}}+10.093]) \qquad R < 0.03R_o \quad (4)$$

La densité du bulbe est connue moins précisément puisque le Soleil est éloigné du sphéroïde. La distribution d'étoiles est semblable à celle d'une galaxie elliptique et sa densité est donnée par la formule :

$$\rho_S = \rho_S(R_o)(\frac{R}{R_o})^{-\frac{7}{8}}(\exp[-10.093(\frac{R}{R_o})^{\frac{1}{4}}+10.093]) \times [1-\frac{0.08669}{(\frac{R}{R_o})^{\frac{1}{4}}}] \qquad R \geq 0.03R_o \qquad (5)$$

avec $\rho_D(R_o) = 0.13pc^{-3} \quad \rho_S(R_o) = 0.00026pc^{-3} \quad$ pour $M_V \leq 16.5$ mag

où R est la distance galactocentrique et R_o est toujours égal à $8\,kpc$. Les résultats du modèle sont peu sensibles à cette valeur puisque les lignes de visée sont éloignées du centre galactique, approximation valable dans le cas du nuage mléculaire du Serpent. Le sphéroïde est assimilé à une sphère légèrement aplatie de rapport $\frac{b}{a} = 0.80$ ce qui suppose un faible gradient de densité au sein de cette composante.

Trois lois d'extinction sont proposées par Bahcall dans son modèle. En premier lieu, la loi d'extinction de Allen prédit une atténuation de l'intensité de 0.3 mag par kpc. On s'aperçoit rapidement que cette évaluation est incorrecte car elle ne particularise pas les objets situés sur la ligne de visée et elle continue d'augmenter linéairement même hors de la Galaxie. Ensuite, la loi que nous utilisons est appelée loi de la cosécante en relation avec la formule :

$$A_\infty(b) = \frac{A_\infty(90°)}{\sin(b)} \tag{6}$$

où $A_\infty(b) = 0.15$ dans la bande photométrique du visible (choix des auteurs). Cette égalité montre que l'extinction augmente à faible latitude galactique en particulier lorsque l'on vise le centre galactique. Dans notre cas, le nuage du Serpent est situé à faible latitude mais il évite le centre du bulbe du fait de sa longitude moyenne. La dernière loi est une amélioration de la précédente proposée par Sandage en 1972 et reprise par Bahcall et Soneira puisqu'elle tient compte du faible rougissement observé aux hautes latitudes galactiques. La formule est exposée ci-dessous :

$$A_\infty(b) = 0.165\frac{(1.192 - \tan(b))}{\sin(b)} \qquad b \leq 50° \tag{7}$$

$$A_\infty(b) = 0 \qquad b > 50°$$

Par ailleurs, il existe également une extinction dans la direction perpendiculaire au plan de la Galaxie donnée par la formule suivante :

$$A(R) = A_\infty(b)(1 - \exp(-\frac{z}{H})) \tag{8}$$

où $z = R \times \sin(b)$.

ANNEXE B : Le modèle de Miller et Scalo

A partir de la fonction de luminosité observée actuellement sur le nuage moléculaire du Serpent, dont la limite se situe à la magnitude absolue $M_V = 16$, Miller et Scalo déduisent la fonction de masse actuelle c'est-à-dire le nombre d'étoiles de séquence principale, dont la limite inférieure en masse est fixée à 0.1 $M_\odot$, par unité de log M et par pc^2. La PDMF (Present Day Mass Function) notée $\Phi_{ms}(\log M)$ est liée à la fonction de luminosité $\Phi(M_V)$ en bande visible par la formule :

$$\Phi_{ms}(\log M) = \Phi(M_V) \times \frac{dM_V}{d\log M} \times 2H(M_V) \times f_{ms}(M_V) \tag{9}$$

où $\frac{dM_V}{d\log M}$ est la pente de la relation masse-magnitude absolue, $H(M_V)$ l'échelle de hauteur perpendiculaire au plan de la Galaxie et $f_{ms}(M_V)$ la fraction d'étoiles d'une magnitude donnée qui se trouve sur la séquence principale. Chaque paramètre décrit ci-dessus est entaché d'incertitudes du fait de la méconnaissance des relations masse-magnitude et masse-type spectral, des échelles de hauteur des divers types d'étoiles, de la métallicité, de la perte de masse pour les étoiles de grande masse et de la correction à apporter dans le cas des objets de pré-séquence principale.

Relation entre la magnitude absolue visuelle M_V et la masse pour les étoiles de séquence principale

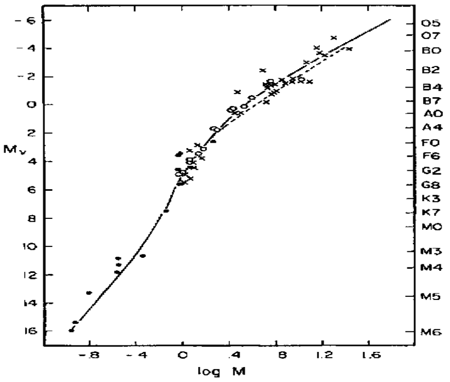

FIG. 15 – *Les points de la courbe gauche concernent les étoiles binaires observées. La ligne en tirets est la relation masse-luminosité théorique déterminée par Stothers en 1974 et la courbe en trait plein est la relation adoptée dans l'article de Miller et Scalo.*

Le but des auteurs est de contraindre observationnellement et théoriquement la fonction initiale de masse notée IMF (Initial Mass Function) exprimée en étoiles par pc^2 et par $\log M$ à partir de l'information sur la PDMF et le taux de formation d'étoiles qui est le nombre d'étoiles nées par unité de surface et par unité de temps moyennant deux hypothèses importantes :

1. l'IMF est supposée indépendante du temps
2. l'IMF est supposée continue au niveau de la transition faible-grande masse

Ces deux hypothèses ne sont pas dénuées de sens mais peu d'observations sont en faveur ou bien vont à l'encontre de ces suppositions.

Pour comprendre la relation entre la PDMF et l'IMF, il faut introduire la fonction de création stellaire $C(\log M, t)\, d\log M\, dt$ qui représente le nombre d'étoiles du champs nées par unité de surface dans le disque galactique dans l'intervalle de masse $[\log M, \log M + d\log M]$ et dans l'intervalle de temps $[t, t+dt]$ car cette fonction est reliée à l'observable PDMF. Deux types d'étoiles sont à considérer suivant leur temps de vie sur la séquence principale T_{ms} en comparaison à l'âge de la Galaxie T_0. En effet, des étoiles de forte masse passent peu de temps sur la séquence principale tandis que des étoiles de faible masse y restent pendant un temps supérieur à celui de l'âge de la Galaxie ce qui conduit aux deux formules suivantes :

$$\Phi_{ms}(\log M) = \int_{T_0 - T_{ms}}^{T_0} C(\log M, t)\, dt \qquad T_{ms} < T_0 \tag{10}$$

$$\Phi_{ms}(\log M) = \int_{0}^{T_0} C(\log M, t)\, dt \qquad T_{ms} \geq T_0$$

La fonction de création stellaire $C(\log M, t)$ étant de nature inconnue, l'hypothèse suivante réside dans la séparation des variables de cette fonction : d'une part, un terme dépendant seulement de la masse qui n'est autre que l'IMF notée $\xi(\log M)$ et, d'autre part, un terme lié à l'âge de la Galaxie T_0. Sa valeur moyenne s'écrit donc :

$$< C > = \int_0^{T_0} \frac{C(\log M, t)}{T_0}\, dt \; = \; \frac{\xi(\log M)}{T_0}$$

Le taux de formation total c'est-à-dire le nombre total d'étoiles nées par unité de surface et par unité de temps est donné par la formule :

$$B(t) \; = \; \int_{-\infty}^{\infty} C(\log M, t)\, d\log M \tag{11}$$

Le taux de formation total moyenné dans le temps est, quant à lui, égal à :

$$< B > = \int_0^{T_0} \frac{B(t)}{T_0}\, dt$$

On peut alors relier le taux de formation relatif b(t) (simplement appelé par la suite taux de formation) défini par $\frac{B(t)}{<B>}$ à la fonction de création stellaire, moyennant l'hypothèse de sparation des variables, par la formule :

$$C(\log M, t) = \frac{\xi(\log M)}{T_0} \times b(t) \tag{12}$$

On peut désormais réécrire la PDMF en fonction de l'IMF :

$$\Phi_{ms}(\log M) = \frac{\xi(\log M)}{T_0} \int_{T_0 - T_{ms}}^{T_0} b(t)\, dt \qquad T_{ms} < T_0$$

$$\Phi_{ms}(\log M) = \frac{\xi(\log M)}{T_0} \int_{0}^{T_0} b(t)\, dt \qquad T_{ms} \geq T_0$$

Dans le cas d'étoiles de faible masse c'est-à-dire dont le temps de vie est supérieur ou égal à celui du disque galactique, on remarque que la PDMF et l'IMF sont strictement identiques et imposent la condition de normalisation suivante :

$$\int_0^{T_0} b(t)\, dt \; = \; T_0$$

On s'aperçoit ainsi que l'IMF est calculable si le taux de formation est connu et vice versa dans le cas où la PDMF, l'âge de la Galaxie et les temps de vie sur la séquence principale sont fixés par hypothèse. Pour illustrer la relation entre l'IMF et le taux de formation d'étoiles, nous avons

Graphes de l'IMF en fonction de $\log M$ pour quatre taux de formation différents

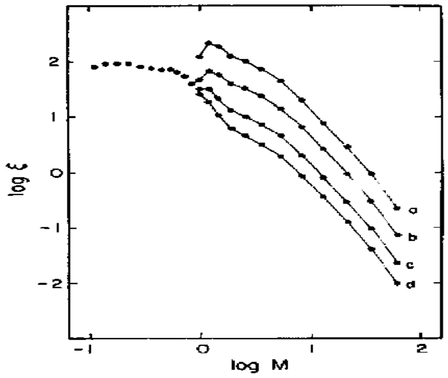

FIG. 16 – *Trois tracés de l'IMF pour quatre taux de formation possibles en étoiles* pc^{-2} $\log M^{-1}$ *: (a) Schmidt n=2. (b) une décroissance exponentielle. (c) un taux de formation constant. (d) une exponentielle croissante.*

choisi de représenter trois variations possibles dans le temps du taux de formation. D'une part, un taux de formation constant qui reproduit le mieux les observations et, d'autre part, des variations exponentielles croissante ou décroissante dont la possibilité n'est en aucun cas exclue par les mesures. La décroissance exponentielle du taux de formation fait apparaitre une discontinuité d'après la figure ci-dessous.

Cette discontinuité s'explique du fait que la plupart des étoiles nées au début de la formation de la Galaxie ont évolué et ne sont plus observée sur la séquence principale. Ainsi la correction à apporter à la PDMF pour déduire l'IMF est grande tandis que pour un taux de formation croissant exponentiellement la majeure partie des étoiles est encore sur la séquence principale ce qui aboutit à une plus faible correction. L'existence de cette discontinuité laisse présager de l'incohérence du modèle ce qui conduit Miller et Scalo à rejeter cette discontinuité ainsi que la forme du taux de formation lui donnant naissance.

La figure ci-dessus montre la courbe analytique adoptée pour l'IMF et ses incertitudes dans le cas des trois taux de formation possibles. La forme de l'IMF vers les grandes masses est identique quel que soit le taux de formation retenu puisque les étoiles massives passent peu de temps sur la séquence principale. De ce fait, la PDMF représente quasi-parfaitement l'IMF. Dans le cas d'un taux de formation constant, l'IMF croit faiblement lorsque l'âge de la Galaxie augmente. En ce qui concerne les variations exponentielles du taux de formation, les croix représentent les incertitudes liées à la PDMF. lorsque l'exponentielle est croissante, nous obtenons une limite inférieure à l'IMF pour les faibles masses et une limite supérieure pour les grandes masses du fait de la dépendance de la normalisation de l'IMF en $\frac{T_0}{b(T_0)}$. La forme de l'IMF est donnée par le rapport de la PDMF sur le temps de vie sur la séquence principale et est bien reproduite par une fonction semi-gaussienne en $\log M$.

Plusieurs quantités importantes dérivent de la connaissance de la fonction initiale de masse $\xi(\log M)$. Tout d'abord, le nombre d'étoiles de masse supérieure à M nées par pc^2 dans un nuage est donné par la formule :

$$N(> M) \;=\; \int_{M}^{M_{max}} \xi(\log M)\, d\log M$$

où M_{max} est la masse maximale que peut atteindre une étoile. Il semble que ce paramètre influence peu la valeur N donc les auteurs ont choisi $M_{max} = 64\, M_{\odot}$ du fait des données recueillies pour de plus

Graphes de l'IMF en fonction de $\log M$ pour trois taux de formation possibles

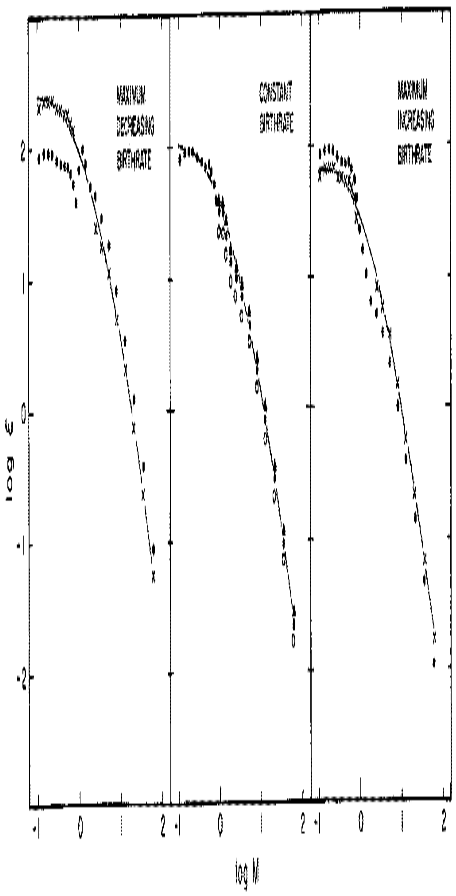

FIG. 17 – *Pour les variations exponentielles du taux de formation, les cercles pleins donnent l'IMF dérivée à partir de la PDMF et les croix représentent les variations extrêmes en raison de l'incertitude. L'IMF de ces variations exponentielles ne dépend pas de l'âge de la Galaxie alors que le taux de formation constant varie légèrement suivant l'âge : les cercles ouverts, les cercles pleins et les triangles correspondent respectivement à* 9, 12 *et* 15×10^9 *ans.*

grandes masses. Quant à la limite inférieure, elle est fixée à $0.1\, M_\odot$ ce qui correspond à la plus faible masse théorique pouvant être observée sur la séquence principale. $N(0.1)$ donne donc la distribution totale nombre d'étoiles formées par pc^2. La contribution des objets de pré-séquence principale apparaît faible car leur contribution à la masse manquante de la Galaxie est petite. Cette distribution dépend du taux de formation; sa valeur la plus grande étant trouvée dans le cas d'une décroissance exponentielle.

Ensuite, nous sommes en mesure de calculer le taux de formation actuel d'étoiles plus massives qu'une masse M. $B_n(> M)$ est exprimé en *étoiles* yr^{-1} pc^{-2} et est souvent utilisé dans l'interprétation du taux de supernovae.

$$B_n(> M) \;=\; \frac{b(T_0)}{T_0} \int_M^{M_{max}} \xi(\log M)\, d\log M$$

Enfin, nous pouvons réitérer l'opération dans le cas de la distribution en masse de l'IMF. Le nombre de masses solaires formées par pc^2 est donné par :

$$M(>M) \; = \; \int_{M}^{M_{max}} M\,\xi(\log M)\, d\log M$$

$M(0.1)$ donne la quantité totale de masse solaire contenue dans l'IMF.

En outre, la quantité de matière ayant évoluée en étoiles plus massive que M dans un nuage, exprimée en $M_{\odot}\, yr^{-1}\; pc^{-2}$ est donnée par :

$$B_m(>M) \; = \; \frac{b(T_0)}{T_0} \int_{M}^{M_{max}} M\,\xi(\log M)\, d\log M$$

BIBLIOGRAPHIE

Références

[1] **Allen**, Astrophysical Quantities pages 247 et 263
[2] **D'Antona and Mazzitelli**, ApJ Sup Ser 90:467-500, january 1994
[3] **Bahcall and Soneira**, ApJ Sup Ser 44:73-110, september 1980
[4] **Bahcall and Soneira**, ApJ Sup Ser 55:67-99,may 1984
[5] **Baraffe et al**, AA 337:403-412, september 1998
[6] **Burrows et al**, ApJ 345:939-958, october 1989
[7] **Canuto and Mazzitelli**, ApJ 370:295-311, march 1991
[8] **Canuto and Mazzitelli**, ApJ 389:724-730, april 1992
[9] **Comeron**, AA 262:1-22, may 2000
[10] **Eiroa and Casali**, AA 262:468-482, march 1992
[11] **Giovanetti, Caux, Nadeau et al.**, AA 330:490-500, 1998
[12] **Giovanetti**, These de l'Universite Paul Sabatier, may 1998
[13] **Iben**, ApJ 141:993-1018,november 1964
[14] **Iben**, ApJ 142:1447-1467,june 1965
[15] **Iben**, ApJ 143:483-503, july 1965
[16] **Iben**, ApJ 143:505-515, july 1965
[17] **Iben**, ApJ 143:516-526, july 1965
[18] **Kaas**, ApJ 118:558-571, juillet 1999
[19] **Kenyon Hartmann**, ApJ Sup Ser 101:117-171, november 1995
[20] **Kirkpatrick et al.**, ApJ 371:171-182, april 1991
[21] **Koornneef**, AA Sup Ser 51:489-503, march 1983
[22] **Koornneef**, AA 128:8493, june 1983
[23] **Kurucz**, Stellar Atmospheres beyond the classical models p441, 1991
[24] **Lada et al**, ApJ 371:171-182, april 1991
[25] **Lucas and Roche**, MNRAS 314:858-864, june 2000
[26] **Meeus**, Astronomical Algorithms ed. Willmann-Bell
[27] **Miller et Scalo**, ApJ Sup Ser 41:513-547 november 1979
[28] **Nakajima et al**, Nature 378:497-500, 1995
[29] **Rebolo et al**, ApJ 288:618-630, march 1995
[30] **Rebolo Neill, Hawley et al**, AJ 117:343-353, january 1999
[31] **Rieke and Lebofsky**, ApJ 288:618-621, january 2000
[32] **Sandage**, ApJ 173:1-24, november 1972
[33] **Tinney, Delfosse, Forveille et al.**, AA 338:1066-1072, november 1998
[34] **Tsuji, Ohnaka,and Aoki**, AA 305:L1-L4, 1996
[35] **White, Casali and Eiroa**, AA 298:594-605, june 1995
[36] **Wainscoat, Martin et al.**, ApJ Sup Ser 83:111-146, november 1992
[37] **Zapatero Osorio**, AA Sup Ser 134:537-543, february 1999
[38] **Zapatero Osorio**, ApJ 524:L115-L118, october 1999