



Recherche d'événements de microlentille gravitationnelle dans les bras spiraux de la galaxie avec EROS II

Frédéric Derue

► To cite this version:

Frédéric Derue. Recherche d'événements de microlentille gravitationnelle dans les bras spiraux de la galaxie avec EROS II. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Sud - Paris XI, 1999. Français. <tel-00006620>

HAL Id: tel-00006620

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00006620>

Submitted on 30 Jul 2004

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

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

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	1
1. La matière noire au vu des résultats récents	3
1.1 Estimation de la densité de matière Ω_{M_0}	4
1.1.1 <i>La matière sous forme lumineuse</i>	4
1.1.2 <i>La matière baryonique</i>	4
1.1.3 <i>Matière noire dans le voisinage solaire</i>	5
1.1.4 <i>Dans le halo des galaxies spirales</i>	6
1.1.5 <i>Dans les amas de galaxies</i>	7
1.1.6 <i>Mesures à grande échelle</i>	8
1.2 Mesures portant à la fois sur Ω_{M_0} et sur Ω_{Λ_0}	8
1.3 Questions ouvertes	9
1.3.1 <i>La matière noire non baryonique</i>	10
1.3.2 <i>Où sont les baryons obscurs?</i>	12
1.3.3 <i>Interprétation des résultats de recherche de microlentille vers le LMC</i>	15
1.4 Conclusion	16
2. L'effet de lentille gravitationnelle	17
2.1 Un bref aperçu historique	17
2.2 Le formalisme de l'effet de microlentille	20
2.2.1 <i>L'angle de déflexion</i>	20
2.2.2 <i>Le cadre géométrique</i>	20
2.2.3 <i>L'équation des lentilles</i>	21
2.2.4 <i>Modification du flux reçu</i>	22
2.2.5 <i>Formation d'images</i>	24
2.2.6 <i>Caustique et courbe critique</i>	25
2.3 Le modèle de lentille ponctuelle	25
2.3.1 <i>L'équation des lentilles</i>	25
2.3.2 <i>Modification du flux reçu</i>	26
2.3.3 <i>Caustique et courbe critique</i>	26

2.4	L'effet de microlentille	26
2.4.1	<i>Durée caractéristique du phénomène</i>	27
2.4.2	<i>Courbe d'amplification</i>	28
2.5	Les déviations aux effets de lentille ordinaires	29
2.5.1	<i>L'effet de taille finie</i>	30
2.5.2	<i>L'effet de confusion</i>	31
2.5.3	<i>Lentille binaire</i>	35
2.5.4	<i>Mouvements non-rectilignes</i>	36
2.5.5	<i>Effet de lentille sur une étoile variable</i>	42
2.6	Notion de profondeur optique	44
2.7	Caractéristiques du signal attendu	45
3.	Appareillage et programme scientifique d'EROS II	47
3.1	L'appareillage d'EROS II	47
3.1.1	<i>L'optique et les caméras</i>	47
3.1.2	<i>Contrôle du télescope</i>	48
3.1.3	<i>Le système d'acquisition des données</i>	53
3.2	Les programmes de physique	55
3.2.1	<i>Les Nuages de Magellan</i>	55
3.2.2	<i>Le Centre Galactique (CG)</i>	57
3.2.3	<i>Le programme BRAS SPIRAUX (GSA)</i>	58
4.	Création des courbes de lumière	63
4.1	Le catalogue d'étoiles de référence	63
4.1.1	<i>Choix des images de référence</i>	63
4.1.2	<i>La création de l'image de référence</i>	64
4.2	La création des courbes de lumière	68
4.2.1	<i>L'alignement géométrique</i>	68
4.2.2	<i>La photométrie</i>	69
4.2.3	<i>L'alignement photométrique</i>	69
4.2.4	<i>Les magnitudes R_{EROS} et B_{EROS}</i>	70
4.2.5	<i>Paramétrisation de l'erreur sur le flux</i>	70
4.3	Résumé	74
5.	Recherche des effets de lentille gravitationnelle	77
5.1	Le nettoyage des données	78
5.1.1	<i>Critères sur la qualité des images</i>	78
5.1.2	<i>Élimination d'étoiles mal définies</i>	80
5.2	Monte-Carlo pour étude d'acceptance	82

5.3	Le calcul de la ligne de base	82
5.3.1	<i>Méthode 1: Distribution de densité de probabilité</i>	83
5.3.2	<i>Méthode 2: Histogramme des flux</i>	85
5.3.3	<i>Mise en œuvre et test du calcul du flux de base</i>	85
5.4	Filtrage de premier niveau	92
5.4.1	<i>Filtre 1a: Probabilité de fluctuation</i>	92
5.4.2	<i>Filtre 1b: Nombre de points déviants</i>	95
5.4.3	<i>Filtre 1c: Filtre de dispersion</i>	95
5.4.4	<i>Filtre 1d: Test de Kolmogorov-Smirnov</i>	98
5.4.5	<i>échantillon au hasard</i>	100
5.4.6	<i>Efficacité et complémentarité des filtres de premier niveau</i>	100
5.5	La recherche de candidats microlentille	101
5.5.1	<i>Recherche d'une fluctuation significative</i>	101
5.5.2	<i>Élimination des étoiles variables</i>	107
5.5.3	<i>Compatibilité avec un ajustement de microlentille</i>	110
5.5.4	<i>Retour sur l'intérêt de certaines coupures</i>	113
5.6	Efficacité de détection	115
5.7	Propriétés statistiques des candidats restants	117
5.7.1	<i>Diagramme couleur-magnitude</i>	117
5.7.2	<i>Distribution spatiale</i>	117
5.7.3	<i>Distribution des paramètres d'impact</i>	119
5.7.4	<i>Distribution des instants de maximum d'amplification</i>	121
5.8	Conclusions de la recherche	122
6.	Analyse des courbes de lumière des candidats	125
6.1	Contraintes sur les paramètres physiques de la lentille	125
6.1.1	<i>Effet de taille finie de la source</i>	126
6.1.2	<i>Effet de parallaxe terrestre</i>	128
6.2	Vérifications et traitements particuliers	128
6.3	Présentation des candidats	129
6.3.1	<i>Le candidat EROS2-GSA1</i>	129
6.3.2	<i>Le candidat EROS2-GSA2</i>	135
6.3.3	<i>Le candidat EROS2-GSA3</i>	138
6.3.4	<i>Le candidat EROS2-GSA4</i>	140
6.3.5	<i>Le candidat EROS2-GSA5</i>	143
6.3.6	<i>Le candidat EROS2-GSA6</i>	150
6.3.7	<i>Le candidat EROS2-GSA7</i>	152
6.4	Conclusion de l'analyse	155

7.	Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies	157
7.1	Distribution de distance des étoiles : utilisation de la densité et de la fonction de luminosité apparente du disque	158
7.2	Les associations stellaires	160
7.2.1	<i>Observations vers λ Cen</i>	160
7.2.2	<i>Les associations stellaires dans la littérature</i>	162
7.2.3	<i>De l'intérêt de l'étude des associations pour EROS</i>	165
7.3	Recherche d'étoiles variables périodiques	166
7.3.1	<i>Propriétés physiques</i>	166
7.3.2	<i>Recherche de céphéides dans EROS</i>	171
7.3.3	<i>Distance des variables pulsantes</i>	180
7.4	Résumé des différents travaux abordés	184
8.	Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie	189
8.1	La profondeur optique, taux, nombre d'événements	189
8.1.1	<i>La distribution de masse des défecteurs</i>	190
8.1.2	<i>La distribution de vitesse</i>	190
8.1.3	<i>Profondeur optique, durée, taux et nombre d'événements</i>	192
8.2	Description de la Galaxie	196
8.2.1	<i>Les différentes composantes</i>	196
8.2.2	<i>Les distributions de vitesse</i>	200
8.2.3	<i>Contraintes observationnelles</i>	205
8.2.4	<i>Les deux modèles utilisés</i>	208
8.3	Contraintes sur la structure de la Galaxie provenant de la recherche d'effets de microlentille	209
8.3.1	<i>Le programme de simulation</i>	209
8.3.2	<i>Utilisation de la profondeur optique</i>	209
8.3.3	<i>Distribution de durée et nombre d'événements</i>	217
8.3.4	<i>Variation des prédictions avec les paramètres de la simulation</i>	221
8.3.5	<i>Interprétation des observations dans chaque direction</i>	224
8.3.6	<i>Les événements MACHO vers le bulbe</i>	226
8.3.7	<i>Halo, disque épais ou rien?</i>	227
8.4	Conclusion	229
	Conclusion et perspectives	231

<i>Annexe</i>	233
A. Distribution de vitesse	235
A.1 Combinaison de deux distributions gaussiennes	235
A.2 Distribution de vitesse transverse relative des défecteurs appartenant au disque	236
A.2.1 <i>Application aux lentilles du disque</i>	237
B. Disque de Toomre	239

INTRODUCTION

La composition en matière et en énergie de l'Univers est une question majeure de la physique et de l'astrophysique, posée avec une acuité particulière depuis que de nombreuses observations ont mis en évidence le fait que la majeure partie de la matière est obscure. Il est impératif de répondre à cette question tant pour reconstituer l'histoire de l'Univers que pour prédire son avenir. C'est une question qui est encore largement ouverte, mais des résultats obtenus ces deux ou trois dernières années apportent des éléments de réponse particulièrement intéressants – sous réserve de confirmation pour certains d'entre eux. Il s'agit notamment

- d'indications selon lesquelles la constante cosmologique aurait une valeur non nulle;
- de la clarification des mesures portant sur la quantité de deutérium primordial (rapport deutérium/hydrogène $|_{\text{primordial}}$);
- d'indications fortes selon lesquelles les neutrinos ont une masse;
- de l'établissement de limites supérieures sur la contribution de MACHOs de faibles masses ($M \leq 10^{-3} M_{\odot}$) au halo de la Galaxie;
- de résultats du *Hubble Space Telescope* (HST) sur la *Fonction Initiale de Masse* des étoiles de la Galaxie.

La solution la plus simple pour expliquer la nature d'une partie de la matière noire est de considérer qu'elle est formée d'étoiles et de gaz (matière baryonique). Au début des années 1990, suite à la suggestion faite par *Bohdan Paczyński* en 1986 [Pac86], trois groupes (la collaboration EROS¹, le projet MACHO² et le groupe OGLE³) ont commencé à utiliser le phénomène de microlentille gravitationnelle pour chercher des naines brunes dans le halo de la Galaxie. Cette recherche fut couronnée de succès avec la découverte en 1993 d'événements en direction du Grand Nuage de Magellan ([Alc93] et [Aub93]).

Dans les années qui suivirent, la communauté des groupes d'observation s'agrandit (AGAPE, DUO, MOA, VATT). Le nombre de candidats à l'effet de lentille a augmenté pour atteindre près de 300 aujourd'hui, et des phénomènes caractéristiques de l'effet de lentille furent observés (effet de parallaxe, lentilles binaires etc.). Outre l'étude

1. Expérience de Recherches d'Objets Sombres
2. Massive Astrophysical Compact Halo Objects
3. Optical Gravitational Lensing Experiment

du phénomène de microlentille, les observations des groupes EROS et MACHO permirent de contraindre la fraction du halo de la Galaxie sous forme d'objets compacts du type naines brunes. Le résultat majeur fut d'exclure la gamme de masses comprise entre 10^{-7} et $0.02 M_{\odot}$ comme composante prépondérante du halo.

Les résultats des différentes campagnes étaient en outre difficiles à interpréter. La profondeur optique mesurée vers le Grand Nuage de Magellan ([Alc98], [Ans96c], [Alc97a]) montre que le halo de la Galaxie ne peut être composé pour plus de 25% d'objets de type naines brunes. Par ailleurs la profondeur optique mesurée vers le Centre Galactique ([Uda94a], [Alc97b]) semble être significativement plus importante que ce à quoi on pouvait s'attendre, confirmant l'existence d'une structure en barre autour du bulbe.

Le programme EROS II fut donc lancé en juin 1996 dans l'optique de l'accumulation d'une grande statistique avec, de plus, la possibilité de diversifier les cibles visées. Pour être à même de différencier les contributions à la profondeur optique des diverses composantes de la Galaxie, la collaboration EROS II a défini un ensemble de lignes de visées traversant le disque de la Galaxie mais suffisamment éloignées du Centre Galactique pour s'affranchir de la contamination de la barre.

L'analyse des trois premières années de ce programme, appelé programme BRAS SPIRAUX, fait l'objet de cette thèse. Le premier chapitre est consacré à une présentation générale du problème de la matière noire; l'interprétation des événements de microlentille observés vers les Nuage de Magellan y est évoquée. Le deuxième chapitre décrit le formalisme de l'effet de lentille gravitationnelle. Le troisième chapitre décrit l'appareillage d'EROS II et son programme scientifique en particulier le programme BRAS SPIRAUX. EROS II effectue un suivi photométrique régulier de plusieurs millions d'étoiles. Le chapitre 4 montre comment on crée des fichiers de données exploitables à partir des clichés pris chaque nuit. Le chapitre 5 présente l'analyse des courbes de lumière en vue de rechercher des événements de microlentille gravitationnelle. Sur les sept candidats trouvés nous effectuons une analyse détaillée des courbes de lumière (chapitre 6) en vue de déterminer les caractéristiques du signal, et de rechercher des déviations à la forme canonique de l'effet de lentille, porteuses d'informations. Le chapitre 7 résume différents travaux effectués en vue d'affiner notre connaissance de la distance des étoiles sources dans la direction des BRAS SPIRAUX. Enfin dans le chapitre 8 nous utilisons les candidats trouvés pour déterminer la profondeur optique dans le disque de la Galaxie et nous comparons cette mesure et le nombre d'événements observés aux prédictions de différents modèles de la Galaxie.

1. LA MATIÈRE NOIRE AU VU DES RÉSULTATS RÉCENTS

Le cadre théorique utilisé est celui du big bang inflationnaire, prédisant que l'Univers est en expansion et possède les propriétés suivantes :

- dans la première phase de son histoire, l'Univers se trouvait à des températures extrêmes. Les différentes familles de particules étaient alors en équilibre statistique;
- les « constantes » fondamentales (c , h , G ...) n'ont pas varié au cours du temps;
- l'Univers à grande échelle (~ 1000 Mpc) est homogène et isotrope;
- la composition de l'Univers est asymétrique : il comprend plus de matière que d'antimatière.
- le taux d'expansion de l'Univers est régi par la relativité générale.

L'équation de *Friedmann* décrivant l'évolution du taux d'expansion de l'Univers en fonction du temps peut s'écrire sous la forme compacte suivante :

$$\Omega_0 \equiv \Omega_M + K + \Omega_\Lambda = 1 , \quad (1.1)$$

en utilisant les notations réduites habituelles :

$$\Omega_M \equiv \frac{8\pi G}{3} \frac{\rho_M}{H^2}, \quad K \equiv -\frac{kc^2}{R^2 H^2}, \quad \Omega_\Lambda \equiv \frac{\Lambda}{3H^2}, \quad (1.2)$$

où R est le paramètre d'échelle de l'Univers, H est le paramètre de Hubble caractérisant le taux d'expansion de l'Univers, ρ_M est la densité de matière, Λ désigne la constante cosmologique (à laquelle correspond une « énergie du vide ») et k est le signe de la courbure de l'espace-temps ($k = -1, 0, 1$ pour des espaces à courbures négatives, nulles ou positives).

La densité de matière actuelle rapportée à la densité critique est donnée par :

$$\Omega_{M_0} \equiv \frac{\rho_M}{\rho_c} = \frac{8\pi G}{3} \frac{\rho_M}{H_0^2}, \quad (1.3)$$

où la valeur actuelle de la densité critique, ρ_c , vaut

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \sim 1.9 \times 10^{-29} h^2 \text{ g cm}^{-3}, \quad (1.4)$$

et la valeur actuelle de la constante de Hubble est $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ avec $0.5 < h < 0.8$.

1. La matière noire au vu des résultats récents

1.1 Estimation de la densité de matière Ω_{M_0}

La plupart des estimations de Ω_{M_0} se basent sur la détermination du rapport $\Upsilon = (M/L)/(M_\odot/L_\odot)$ de la masse M sur la luminosité L (où M_\odot est la masse et L_\odot la luminosité du Soleil), rapport estimé pour un système de dimensions suffisantes pour être considéré comme représentatif de l'Univers tout entier. La densité moyenne de luminosité de l'Univers est $\mathcal{L}_B = (2 \pm 0.2) h 10^8 L_\odot \text{Mpc}^{-3}$ [Fuk98]. L'indice B se réfère à la luminosité mesurée dans la bande de longueur d'onde standard B . En multipliant Υ par \mathcal{L}_B on déduit une estimation de la densité moyenne de matière. Le rapport Υ nécessaire pour que la densité totale de l'Univers soit égale à la densité critique vaut [Fuk98] :

$$\Upsilon_{crit} = (1390 \pm 140)h . \quad (1.5)$$

Une autre façon de déterminer la densité moyenne de l'Univers consiste à mesurer la masse d'un système par des considérations dynamiques $M_{dynamique}$.

1.1.1 La matière sous forme lumineuse

Comme nous venons de le voir l'une des étapes cruciales dans la détermination de la quantité de matière d'un système est la connaissance de la composante lumineuse (étoiles, poussière et gaz). Des modèles stellaires permettent d'établir une relation entre la masse et la luminosité pour chacun des types d'étoiles. Pour notre Galaxie, des comptages d'étoiles permettent d'établir une fonction de luminosité assez bien connue. Ainsi dans le voisinage solaire, représentatif du disque galactique, la densité de matière sous forme lumineuse ρ_{lum} [Bie87] permet de déterminer le rapport Υ_{lum} dans le voisinage solaire :

$$\rho_{lum} = 0.08 M_\odot \text{pc}^{-3} \implies \Upsilon_{lum} = 2.2 . \quad (1.6)$$

La revue de *Fukugita et al* [Fuk98] fait l'état des déterminations actuelles de la quantité de matière sous forme lumineuse dans différentes galaxies spirales et composantes irrégulières. La contribution de la matière sous forme lumineuse à la densité moyenne de l'Univers est ainsi :

$$\Omega_{lum} = 0.004 . \quad (1.7)$$

1.1.2 La matière baryonique

La valeur moyenne de la densité de matière sous forme baryonique est déterminée à partir de la théorie de la nucléosynthèse primordiale, en comparant les abondances mesurées en éléments légers (D , ^3He , ^4He et ^7Li) aux valeurs prédites par la théorie (cf. figure 1.1). La contribution Ω_B de la matière baryonique à la densité totale ainsi obtenue

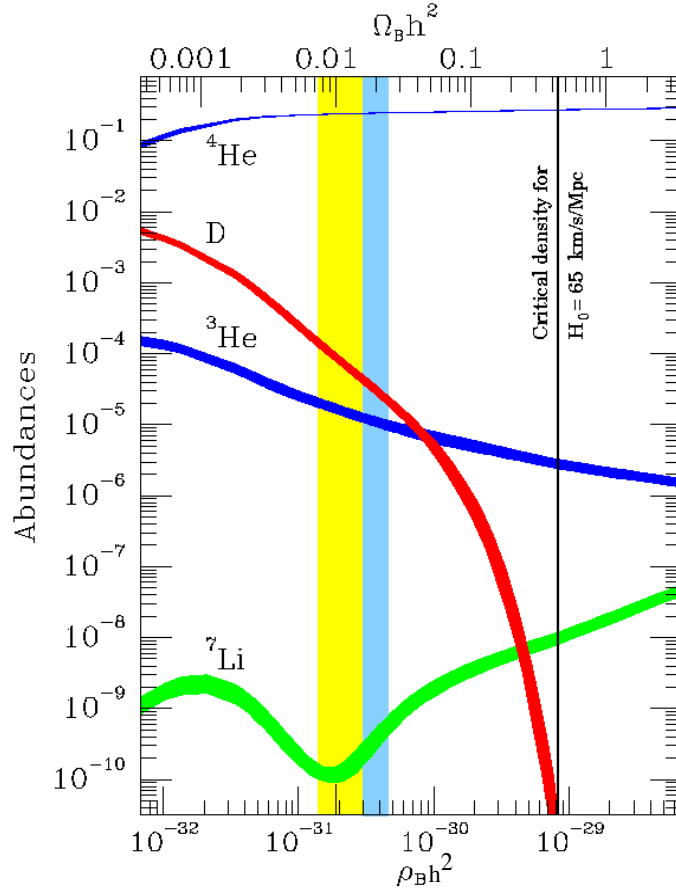


FIG. 1.1 – Abondances prédites des éléments légers en fonction de la densité totale en baryons $\rho_B h^2$. L'épaisseur des courbes indique les incertitudes théoriques à 2σ . La bande verticale claire donne l'intervalle de valeurs de $\Omega_B h^2$ obtenu par Copi et al [Cop95], la bande sombre indiquant le résultat de Burles et al [Bur98]. (figure tirée de [Tur99].)

est :

$$\Omega_B h^2 = \begin{cases} 0.009 \text{ à } 0.02 & [\text{Cop95}] , \\ 0.0193 \pm 0.0014 & [\text{Bur98}] , \end{cases} \quad (1.8)$$

Copi et al donnent un résultat qu'ils qualifient de conservatif mais ne donnent pas d'intervalle de confiance, *Burles et al* donnent un intervalle de confiance à 1σ tenant compte des erreurs statistiques et systématiques. Cette valeur est déjà significativement supérieure aux estimations de la quantité de matière sous forme lumineuse (cf. équation 1.7).

1.1.3 Matière noire dans le voisinage solaire

C'est pour préciser la nature de la matière noire dans le halo de la Voie Lactée que l'expérience EROS a été lancée. Dans sa phase EROS II, des campagnes d'observations

1. La matière noire au vu des résultats récents

ont été conduites en fonction de cet objectif vers le Petit et le Grand Nuage de Magellan, ainsi que vers le Centre Galactique et les BRAS SPIRAUX.

La mise en évidence de la matière noire dans le disque de la Galaxie (qui est sa partie lumineuse) a été faite pour la première fois par *J.H. Oort* [Oor32] en 1932. Elle résulte d'une comparaison de la densité moyenne de matière due aux étoiles connues et au gaz identifié avec une détermination dynamique de la densité totale de matière contenue dans le disque de la Galaxie. Cette dernière se déduit de la dispersion des vitesses des étoiles et de leur distribution de densité dans la direction normale au plan galactique. Comme nous le verrons au chapitre 8, on est amené, dans cette analyse, à modéliser la densité de masse du disque par une double exponentielle (cf. page 198).

La principale difficulté de cette approche réside non pas dans sa méthode, mais dans l'obtention d'un ensemble d'étoiles représentatif de la distribution de masse du disque de la Galaxie. Ainsi différentes données ont conduit à des résultats différents: *Bahcall et al* [Bah84] d'un côté trouvent une quantité importante de matière noire (densité de masse dans le voisinage solaire de $\rho_{\odot} = 0.185 \pm 0.02 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$) en désaccord avec *Bienaymé et al* [Bie87] ($\rho_{\odot} \sim 0.09$ à $0.12 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$). Ces dernières années ont vu une convergence des résultats vers cette dernière valeur ([Kui89], [Cre98]), qui indique que la contribution de la matière noire dans le voisinage du système solaire ne peut être que modeste $\Upsilon_{\text{vois}} \sim 3$, équivalant à $\Omega_{\text{vois}} \sim 2.10^{-3} h^{-1}$.

1.1.4 Dans le halo des galaxies spirales

L'indication la plus directe de l'existence de matière noire provient des courbes de rotation des galaxies spirales. Ces courbes donnent l'évolution de la vitesse de rotation $v(r)$ des composantes de la galaxie qui peuvent être observées à diverses longueurs d'onde, en fonction de leur distance au centre r . La quasi-totalité des étoiles, du gaz et de la poussière, qui contribuent à la masse visible M_{vis} , est située à des distances au centre inférieures ou égales à une certaine valeur r_{vis} , appelée le rayon lumineux. Si toute la masse de la galaxie était sous une forme lumineuse nous aurions pour des valeurs de r supérieures à r_{vis} ,

$$\frac{v^2(r)}{r} \sim \frac{GM_{\text{vis}}}{r^2}. \quad (1.9)$$

Ainsi, si la masse des galaxies était essentiellement lumineuse, pour les valeurs de $r > r_{\text{vis}}$, la vitesse de rotation décroîtrait, suivant les lois de Képler, en $r^{-1/2}$. Cependant des observations portant sur des dizaines de galaxies spirales [Per92] ont montré que la vitesse de rotation ne décroît pas au-delà du rayon lumineux. Il est généralement admis que ce comportement des courbes de rotation des galaxies spirales résulte de l'existence d'un halo sombre, bien plus étendu et massif que la partie visible. Le rapport Υ tenant compte

des halos des galaxies spirales vaudrait ainsi :

$$\Upsilon_{halo} > 30h \iff \Omega_{halo} \geq 0.02 h^{-1}, \quad (1.10)$$

soit une valeur du même ordre de grandeur que celle prédite par la nucléosynthèse primordiale.

1.1.5 Dans les amas de galaxies

A plus grande échelle, les méthodes d'estimation sont moins robustes mais donnent des quantités de matière noire beaucoup plus importantes. Historiquement, la première observation de matière noire a été effectuée en 1933 par *F. Zwicky* [Zwi33]. Il mesura la dispersion des vitesses des galaxies composant l'amas de *Coma* et en déduisit un rapport $\Upsilon \sim 300 h$ (équivalant à $\Omega \sim 0.2$) à partir du théorème du viriel. La majeure partie des baryons détectés dans les amas de galaxies se présente sous la forme d'un gaz chaud, remplissant l'espace inter-galactique et émettant des rayons X par bremsstrahlung. Si les amas possèdent une fraction de gaz $f_{gaz} \sim M_{baryons}/M_{amas}$ représentative de celle de l'Univers, alors la densité moyenne de l'Univers se déduit de la densité moyenne de baryons [Pri96] :

$$\Omega_{amas} = \left(\frac{\Omega_B}{f_{gaz}} \right). \quad (1.11)$$

La masse totale des amas est déterminée par plusieurs méthodes :

- en utilisant la méthode [Sar86] de *Zwicky*, qui suppose le gaz interne aux amas en équilibre hydrostatique et qui modélise sa distribution de manière à s'ajuster aux observations de l'émission thermique de rayons X;
- en utilisant la déformation des images de galaxies situées en arrière-plan de l'amas par effet de lentille gravitationnelle [Mel98].

La masse du gaz peut être déterminée soit en mesurant la brillance de surface dans le domaine X, soit par cartographie de l'effet Sunyaev - Zel'dovich (effet S-Z). Cet effet provient de l'effet Compton inverse qui affecte les photons du fond diffus de rayonnement cosmologique (FRC) lorsqu'ils traversent l'amas et entrent en collision avec les électrons du gaz. Il s'ensuit une distorsion spécifique du spectre du FRC qui dépend du nombre d'électrons (et donc de baryons) le long de la ligne de visée. Quant à la brillance de surface en rayons X, elle est proportionnelle au carré de la densité électronique dans la direction visée. L'équipe de *Mohr* [Moh98] a déterminé le rapport f_{gaz} à partir des émissions X de 45 amas et donne la valeur suivante : $f_{gaz} = (0.07 \pm 0.002)h^{-3/2}$.

Ces différentes techniques permettent ainsi d'obtenir [Tur99] :

$$\Omega_{M_0} = \begin{cases} (0.3 \pm 0.05)h^{-1/2} & \text{(en rayons X)} \\ (0.25 \pm 0.04)h^{-1} & \text{(avec l'effet S - Z)} \end{cases} \quad (1.12)$$

1. La matière noire au vu des résultats récents

1.1.6 Mesures à grande échelle

A une échelle cosmologique (~ 100 Mpc) l'étude de la composante radiale des vitesses de galaxies individuelles conduit à la construction de champs de « vitesses particulières »¹. A partir d'un tel champ de vitesses radiales, il est possible de reconstruire le potentiel gravitationnel, puis la carte des fluctuations de densité $\delta \equiv (\rho - \bar{\rho})/\bar{\rho}$, où $\bar{\rho}$ représente la densité moyenne de matière. La comparaison de la distribution de ces fluctuations de matière à celle des fluctuations de la densité des galaxies – déterminée à l'aide des grands relevés de galaxies tel IRAS – permet d'estimer la densité de matière à grande échelle, et l'on obtient ainsi :

$$\Omega_{M_0} > 0.3 \text{ (avec un niveau de confiance correspondant à } 2.4 \sigma \text{)}. \quad (1.13)$$

1.2 Mesures portant à la fois sur Ω_{M_0} et sur Ω_{Λ_0}

Les supernovæ de type Ia sont associées aux explosions de naines blanches lorsque celles-ci atteignent une masse critique par accréation de matière. Ces objets sont considérés comme des chandelles standard, c'est-à-dire que leur luminosité absolue au maximum d'intensité est la même pour toutes². On peut relier la différence entre la magnitude apparente m d'une supernova et sa magnitude absolue M à son décalage vers le rouge z , à la constante de Hubble H_0 , ainsi qu'à Ω_{M_0} et Ω_{Λ_0} par :

$$m - M = -5 \log[H_0 d_L(z_n, \Omega_{M_0}, \Omega_{\Lambda_0})] , \quad (1.14)$$

où d_L est la distance de luminosité (on se reportera par exemple à la thèse de *D. Hardin* [Har98] pour l'expression de d_L). La façon dont la luminosité des supernovæ de type Ia varie en fonction de z , dépend essentiellement du paramètre de décélération $q_0 = \frac{1}{2}\Omega_{M_0} - \Omega_{\Lambda_0}$. Plus précisément, l'analyse de la variation de la luminosité en fonction du décalage vers le rouge permet de contraindre la combinaison $\frac{4}{3}\Omega_{M_0} - \Omega_{\Lambda_0}$. L'équipe du SCP (*Supernova Cosmology Project* [Per99]) qui a trouvé 42 supernovæ de type Ia et celle du HZS (*High Z Supernovæ Search* [Rie97]) obtiennent des résultats compatibles entre eux [Per99] :

$$0.8\Omega_{M_0} - 0.6\Omega_{\Lambda_0} \approx -0.2 \pm 0.1 , \quad (1.15)$$

avec des supernovæ situées en moyenne à $z \sim 0.4$. La figure 1.2 montre les contraintes actuelles dans le plan $(\Omega_{\Lambda_0}, \Omega_{M_0})$ provenant des mesures du SCP. En prenant $\Omega_{M_0} \sim 0.2$ on trouve alors $\Omega_{\Lambda_0} \sim 0.6$.

1. La composante radiale de « vitesse particulière » est, pour une galaxie donnée, la différence entre sa vitesse radiale et la vitesse de Hubble locale, $v = H_0 r$, où r est la distance de la galaxie (une telle mesure nécessite une détermination de r qui ne soit pas fondée sur la mesure du décalage vers le rouge)

2. En fait il existe une dispersion intrinsèque $\sigma \sim 0.3$ magnitude.

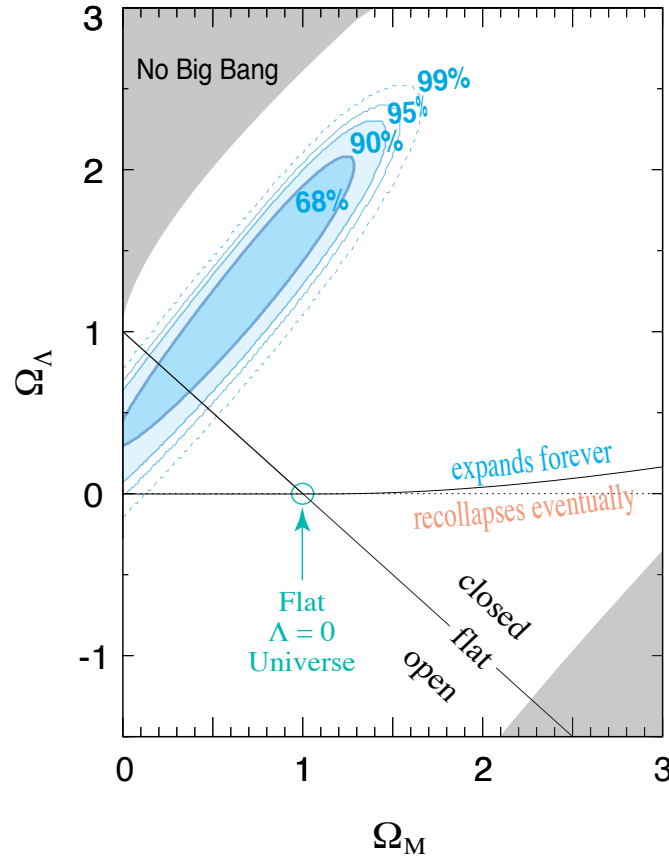


FIG. 1.2 – Contours à 68%, 90%, 95% et 99% CL sur Ω_Λ et Ω_M à partir d'un lot de 42 supernovæ de type Ia. (figure tirée de [Per99].)

La collaboration EROS II a entrepris un programme de recherche de supernovæ proches (cf. chapitre 3 pour la description du programme scientifique d'EROS II) pour contribuer, entre autres, à la calibration de luminosité au pic de ces objets (cf. note de bas de page).

1.3 Questions ouvertes

La valeur obtenue pour la densité de matière croît avec l'échelle d'observation, passant de $\Omega_{vois} \sim 2 \times 10^{-3}$ pour les plus petites échelles de distance (observation du voisinage solaire) jusqu'à $\Omega_{M_0} \sim 0.2 - 0.4$ pour des échelles de l'ordre de la taille des amas et superamas de galaxies. Des préjugés théoriques (version de la théorie du big bang avec inflation) impliquent enfin que la valeur du paramètre $\Omega = 1$. Il apparaît donc au jour d'aujourd'hui que :

- la matière observable optiquement (sous forme d'étoiles, de gaz ou de poussière)

1. La matière noire au vu des résultats récents

- contribue pour moins de 1% à la densité critique;
- il ne semble pas y avoir de matière noire dans le voisinage solaire;
- les courbes de rotation des galaxies spirales et la masse dynamique des amas de galaxies indiquent que l'essentiel de l'Univers est noir;
- la matière sombre est moins condensée que la matière lumineuse (d'après les observations des halos de galaxies);
- $\Omega_{M_0} \sim 0.2 - 0.4$;
- $\Omega_B \lesssim \Omega_{halo}$ (notons toutefois que ceci ne signifie pas que toute la matière noire présente dans les halos soit baryonique);
- $\Omega_{\Lambda_0} \sim 0.6$.

Si des éléments de réponse intéressants ont été apportés ces dernières années sur la question de la quantité de matière noire, trois grandes questions restent cependant ouvertes :

- où se trouvent les baryons obscurs?
- quelle est la nature de la matière noire sous forme non baryonique?
- quelle est la nature de l'énergie qui, aujourd'hui, semble accélérer l'expansion de l'Univers?

La troisième question, liée à la valeur de la constante cosmologique Λ , ne sera pas abordée ici.

1.3.1 La matière noire non baryonique

Pour expliquer des valeurs élevées de la densité de matière de l'Univers, $\Omega_{M_0} \sim 0.2$, il faut faire appel à de la matière non-baryonique : neutrinos massifs, axions, WIMPs. On distingue habituellement deux types de matière non baryonique : celle dite chaude, regroupant des particules légères qui étaient relativistes à l'époque de leur découplage avec le rayonnement, et celle dite froide, composée de particules qui étaient non relativistes lorsqu'elles se sont découplées du rayonnement³.

Matière noire chaude

Dans le Modèle Standard de l'interaction électrofaible, les neutrinos n'ont pas de masse. Toutefois les extensions de ce modèle conduisent en général à leur attribuer une masse non nulle. La densité relique d'une particule de matière noire chaude étant directement liée à sa masse, des neutrinos massifs contribueraient à la masse de l'Univers selon la relation :

$$\Omega_\nu h^2 \sim \frac{m_\nu}{100 \text{ eV}}. \quad (1.16)$$

3. Les particules existant au moment du découplage sont appelées particules reliques.

Ainsi, une « saveur » de neutrino avec une masse de l'ordre d'une dizaine d'électronvolts (ou plus), pourrait contribuer significativement à Ω_0 . Rappelons les contraintes expérimentales actuelles [Agu98] :

$$\begin{aligned} m_{\nu_e} &< 10 - 15 \text{ eV}, \\ m_{\nu_\mu} &< 0.17 \text{ MeV à } 90\% \text{ CL}, \\ m_{\nu_\tau} &< 18.2 \text{ MeV à } 95\% \text{ CL}. \end{aligned} \tag{1.17}$$

Ces dernières années, l'étude des neutrinos produits par le rayonnement cosmique dans l'atmosphère a fourni de fortes indications selon lesquelles les neutrinos oscillent au cours de leur propagation. Une première anomalie a été observée dans le rapport du nombre de neutrinos muoniques à celui des neutrinos électroniques contenus dans les détecteurs IMB [Cas91] et Kamiokande [Kam92]. Récemment les résultats de Super-Kamiokande [Sup98] ont confirmé cette anomalie et ont aussi montré une variation dans la distribution de la distance zénithale des événements (angle entre la direction d'incidence des neutrinos observés et celle du zénith), suggérant un fort mélange et une valeur de Δm^2 (différence du carré des masses de neutrinos de saveurs différentes) :

$$\Delta m^2 \sim 10^{-3} \text{ eV}^2. \tag{1.18}$$

On peut toutefois remarquer que si ces résultats, qui restent à confirmer, suggèrent que les neutrinos ont une masse non nulle, nous n'avons accès à l'heure actuelle qu'au paramètre Δm^2 et non pas directement à la masse des neutrinos. De ce fait, l'importance de la contribution des neutrinos au paramètre Ω_0 n'est pas encore connue (on peut toutefois donner une limite inférieure pour la masse d'une saveur : $m_\nu > \sqrt{\Delta m^2}$).

Matière noire froide

Il existe une large classe de candidats à la matière noire dont l'existence fait l'objet d'hypothèses en physique des particules. Ces candidats sont désignés sous le vocable de WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*) qui recouvre diverses particules (neutrinos très massifs, particules upersymétriques) susceptibles d'avoir des masses de l'ordre de quelques GeV/c^2 à quelques centaines de GeV/c^2 . Le candidat WIMP le plus intéressant apparaît dans le cadre de la SuperSymétrie. Cette théorie implique l'existence de nombreuses particules nouvelles ; parmi elles, la plus légère, communément appelée LSP (*Lightest Supersymmetric Particle*) serait stable. La SuperSymétrie prévoit l'existence de quatre états quantiques correspondant au photino, au Zino et à deux higgsinos neutres, ayant tous les quatre le même spin et la même parité. Ces états peuvent donc se mélanger et les quatre états physiques observables seraient les « neutralinos » $\tilde{\chi}_i^0$. Les données obtenues avec le LEP montrent que, dans le cadre du MSSM (Modèle SuperSymétrique Minimal),

1. La matière noire au vu des résultats récents

$\tilde{\chi}_1^0$ le plus léger des quatre, posséderait une masse supérieure à une vingtaine de GeV/c^2 . Dans le cas du LSP, on s'attend à ce que sa contribution à Ω soit de l'ordre de [Jun96] :

$$\Omega_{\tilde{\chi}_1^0} \equiv \frac{n_{\tilde{\chi}_1^0} m_{\tilde{\chi}_1^0}}{\rho_c} \sim \frac{3 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{v \sigma_{\text{annihil}}}. \quad (1.19)$$

v est la vitesse des particules à l'époque du découplage (ordre de grandeur $c/4$), et σ_{annihil} est la section efficace d'annihilation de $\tilde{\chi}_1^0 - \tilde{\chi}_1^0$. Des arguments dimensionnels conduisent à écrire :

$$\sigma_{\text{annihil}}(\tilde{\chi}_1^0 - \tilde{\chi}_1^0) \sim \frac{\alpha^2}{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}, \quad (1.20)$$

où $\alpha \sim 1/137$ est la constante de structure fine. Pour $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, nous adoptons une valeur appartenant à l'échelle de masses typique du secteur électrofaible, soit $100 \text{ GeV}/c^2$. On arrive ainsi à une estimation de $\Omega_{\tilde{\chi}_1^0} \sim 0.2$, ce qui indique que de telles particules pourraient effectivement jouer un rôle important du point de vue de la cosmologie. Si la LSP existe, elle pourrait être observée dans les expériences ATLAS et CMS qui prendront des données auprès du futur collisionneur LHC.

1.3.2 Où sont les baryons obscurs?

Nous avons vu que la grande majorité des baryons se présente sous une forme obscure plutôt que sous forme d'étoiles. Il existe trois formes de matière baryonique peu visible : des astres « ordinaires » de faibles masses (gaz, poussières, étoiles), des trous noirs supermassifs et des trous noirs primordiaux.

Les astres de faibles masses

- *Objets de très faibles masses* : Les observations à grande échelle ont montré qu'il existait de grandes quantités de gaz dans les galaxies et les amas de galaxies. Ce gaz, essentiellement de l'hydrogène atomique⁴, pourrait être condensé sous forme d'objets « compacts » :

- les objets dans la gamme de masse $10^{-6} \text{ g} < M < 10^7 \text{ g}$ ressemblent à des météorites. Si le halo des galaxies était composé de tels objets, leur nombre devrait être important et les fréquentes collisions les détruiraient [Heg86];
- l'observation des météores et des comètes exclut les objets de masse $10^{-7} \text{ g} < M < 10^{22} \text{ g}$ [Hil86];

4. On rappelle que l'hydrogène est l'élément le plus abondant de l'Univers et représente 90% des atomes (et 75% de la masse baryonique).

- les objets de masse comprise entre 10^{-11} et $10^{-7} M_{\odot}$, ne peuvent subsister en grand nombre aujourd'hui à cause des phénomènes d'évaporation [Ruj92], de tels objets ne pouvant retenir le gaz les constituant sur une grande échelle de temps. Enfin, les expériences de recherche d'effets de microlentille ont montré [Alc98] que la gamme de masses

$$10^{-7} M_{\odot} < M < 10^{-3} M_{\odot} , \quad (1.21)$$

ne peut contribuer pour plus de 25% à la masse du halo de la Galaxie. La courbe d'exclusion obtenue est montrée figure 1.3. L'objet de cette thèse étant la recherche d'effets de microlentille, ces résultats ne seront pas décrits en détail dans ce paragraphe.

Les objets de très faible masse formés à partir de gaz semblent donc exclus. Notons toutefois l'existence de scénarios impliquant des nuages moléculaires de H_2 froids [Com94] et donc difficilement détectables, qui se trouveraient à des distances galactocentriques supérieures à 10 kpc. Ces nuages pourraient contribuer de manière notable à la masse des halos galactiques.

- *Naines brunes et naines rouges*: Les naines rouges sont des étoiles froides et peu brillantes, de masse quelque peu inférieure à $0.8 M_{\odot}$. Les naines brunes sont des objets de masses encore plus réduites, comprises entre 0.001 et $0.08 M_{\odot}$, trop faibles pour que des réactions thermonucléaires se déclenchent. Ces corps ne brillent donc pas ou très peu, par lente contraction gravitationnelle (cf. [Cav94] et [Ren96] pour une exposition détaillée de la physique des naines brunes).

Notre estimation de la densité de matière présente dans les étoiles est biaisée par le fait qu'elle ne prend pas en compte ces objets de faible luminosité. L'un des paramètres clefs de l'étude des populations stellaires est la *Fonction de Masse Initiale*, ou IMF, représentant la distribution initiale du nombre d'étoiles d'une masse donnée $dN(m)/dm$. En première approximation, cette distribution peut être décrite par une loi de puissance :

$$\frac{dN(m)}{dm} = C m^{-(\alpha+1)} \quad (1.22)$$

où α est appelé la pente de la fonction de masse. Les valeurs typiques de α sont comprises entre 1 et 2 (en 1955 *Salpeter* [Sal55] a obtenu une première valeur pour α , à savoir 1.35). Les récentes observations faites par le HST et le satellite ISO ont fait l'objet d'une revue de *Gilmore* [Gil99] dont les principaux résultats sont les suivants : La fonction de luminosité des étoiles a pu être déterminée dans divers sites stellaires par le HST à partir d'observations des amas globulaires de la Voie Lactée et de plusieurs galaxies proches. Il apparaît ainsi que l'IMF (issue de cette fonction de luminosité) présente une grande similarité dans ces divers sites. Les observations combinées à celles d'ISOCAM sur des

1. La matière noire au vu des résultats récents

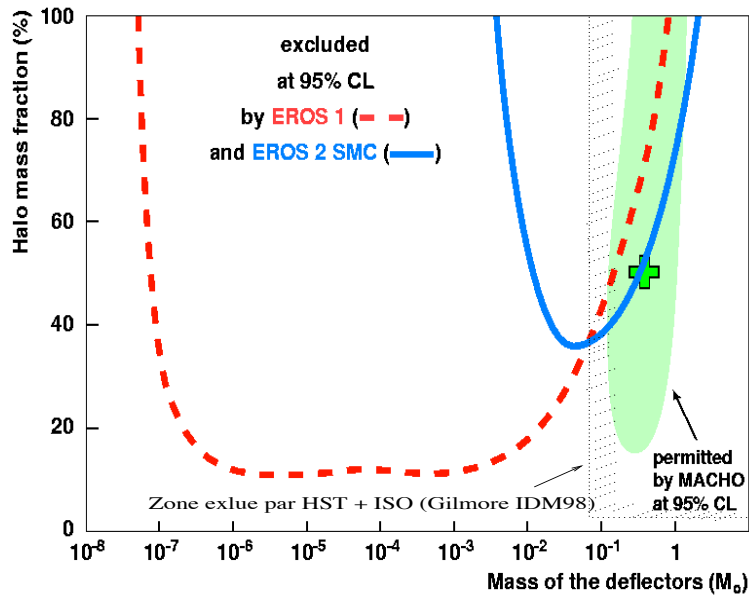


FIG. 1.3 – Limites sur la masse des MACHOs pouvant contribuer aux halo sombre de la Galaxie. Une contribution supérieure à 25% venant d'objets de masse inférieure à la limite d'allumage est exclue par les expériences de recherche de microlentille (courbe en pointillé pour EROS I [Ren97] et en trait plein pour EROS II [Afo99a]). La zone permise par MACHO est issue de Alcock et al [Alc5a]. Par ailleurs, la contribution des objets lumineux (naines rouges et étoiles) estimée par [Gil99] à l'aide du HST et de ISO semble négligeable (courbe d'exclusion en pointillé).

galaxies spirales permettent de conclure que les étoiles de faible masse ne contribuent pas de façon importante à la masse totale des étoiles dans ces sites. En supposant l'universalité de l'IMF, on peut combiner les résultats de *Gilmore* à ceux des expériences de recherche de microlentille (voir la limite d'exclusion de la figure 1.3). Ainsi, sous réserve de confirmation, la contribution des objets stellaires ou sub-stellaires semble être de plus en plus mince. Par ailleurs *Graff et al* ([Gra96a], [Gra96b], [Gra98]) ont estimé, en utilisant les observations du HST, que les naines rouges et les naines brunes ne pourraient constituer que 1 à 6% du halo.

- *Les résidus stellaires* : Les étoiles de masse initiale $[0.8 - 8 M_{\odot}]$ évoluent jusqu'au stade de naines blanches; les étoiles de masse comprise entre $8 M_{\odot}$ et $\sim 25 M_{\odot}$ évoluent en étoiles à neutrons et les rares étoiles de masse comprise entre $\sim 25 M_{\odot}$ et $\sim 100 M_{\odot}$ vont devenir des trous noirs. Des scénarios dans lesquels ces résidus formeraient une partie non négligeable de la matière noire peuvent être contraints de deux manières : d'une part les progéniteurs seraient visibles dans les galaxies lointaines (observées à un stade d'évolution moins avancé que la nôtre), et auraient enrichi le milieu interstellaire en éléments lourds ([Cha96], [Ada96]). Les naines blanches pourraient cependant rester des candidats à la

matière noire si halo est significativement plus âgé que le disque et si son IMF est très différente (piquée autour de $1.5\text{-}2 M_{\odot}$) de celle des autres composantes de la Galaxie [Sch97].

Trous noirs supermassifs

Les objets de masse supérieure à $\sim 100 M_{\odot}$ s'effondrent directement en trous noirs et ne laissent donc aucun élément chimique dans le milieu interstellaire. Mais des objets de masse supérieure à $10^4 M_{\odot}$ auraient entraîné la dislocation des amas globulaires et des galaxies naines [Car98]. Ainsi la gamme de masse qui reste ouverte pour les candidats à la matière noire sous forme de trous noirs supermassifs est

$$10^2 M_{\odot} \leq M \leq 10^4 M_{\odot}. \quad (1.23)$$

Ces objets très lourds seraient toutefois peu nombreux et donc très difficiles à détecter.

Les trous noirs primordiaux

Une hypothèse exotique concerne des trous noirs qui auraient pu se former au début de l'histoire de l'Univers, soit à partir d'inhomogénéités de densité, soit lors d'une transition de phase. Comme il n'y a pas eu de transition de phase après celle du passage du plasma de quarks et de gluons aux hadrons (transition qui eu lieu à l'époque de $\sim 10^{-5}$ s), les objets formés par le second mécanisme, appelés trous noirs primordiaux, ne peuvent avoir une masse supérieure à $1 M_{\odot}$ [Car98]. Ces objets auraient naturellement une masse typique comparable à celle des candidats microlentilles actuellement détectés, mais leur existence requiert une taille *ad-hoc* de l'horizon de l'Univers au moment de cette transition de phase [Sch97].

1.3.3 Interprétation des résultats de recherche de microlentille vers le LMC

L'équipe EROS a détecté 2 candidats, donnant une profondeur optique $\tau_{LMC} \sim 0.8 \times 10^{-7}$. L'équipe MACHO a publié la détection de 8 événements vers le LMC, donnant une profondeur optique $\tau_{LMC} = 2.9_{-0.9}^{+1.4} \times 10^{-7}$, significativement plus importante que la contribution des populations stellaires connues dans la Galaxie et le LMC.

Interprétation dans le cadre de la matière noire

La seule composante de la Galaxie pouvant contribuer à une telle valeur de τ est son halo. Toutefois la masse typique des lentilles observées est estimée à $\sim 0.5 M_{\odot}$, ce qui est bien au-dessus de la limite d'ignition des étoiles. Ainsi, si ces objets sont composés

1. La matière noire au vu des résultats récents

d'hydrogène et d'hélium, ils appartiendraient à la séquence principale des étoiles et seraient une composante exclue par les observations du HST (cf. figure 1.3). Une autre hypothèse est qu'il s'agit de naines blanches ou de trous noirs primordiaux. Toutefois nous avons vu précédemment que des contraintes relativement fortes limitent le rôle de tels candidats.

Effets de microlentilles par d'autres populations d'étoiles

D'autres interprétations n'impliquant pas de matière noire ont été avancées pour expliquer l'observation de ces événements, qui requièrent des modifications des modèles de la Galaxie ou du LMC.

- si la structure du LMC est allongée le long de la ligne de visée, il est possible que les lentilles et les sources soient les unes et les autres situées dans le LMC. Un des candidat MACHOs est dû à une lentille binaire [Alc97b] et peut s'expliquer avec un défecteur dans le LMC [Ben98]. Les observations récentes de EROS et MACHO vers le SMC semblent confirmer cette explication. En effet, une recherche de l'effet de parallaxe (cf. chapitre 2 pour la description de cet effet) a permis à EROS II de contraindre la localisation du défecteur du premier événement publié, qui a de bonnes chances de se trouver dans le SMC [Pal97b]. D'autre part l'équipe MACHO a lancé en mars 1998 une alerte sur un événement de lentille double vers le SMC. Là encore les premières analyses privilégient l'hypothèse selon laquelle la lentille est située dans le SMC [Afo98].
- Une autre interprétation consiste à modifier substantiellement la structure de la Galaxie, en particulier de son disque : celui-ci pourrait être particulièrement épais ou bien distordu vers les Nuages par des effets de marée.

Le programme de recherche sur les BRAS SPIRAUX de l'expérience EROS II, dont les résultats sont présentés dans cette thèse, a pour but de tester une telle hypothèse et de contribuer à une meilleure connaissance de la structure du disque de la Galaxie.

1.4 Conclusion

Ces dernières années, certains candidats à la matière sous forme baryonique prometteurs ont pu être éliminés : les objets de très faibles masse par les expériences de recherche de microlentille, et les objets de masse plus importante par les mesures récentes de l'IMF (sous réserve de confirmation). Le nombre d'effets de microlentille gravitationnelle observé à ce jour, est de l'ordre de 300. La dimension de cet échantillon confirme le fait que cet effet est un outil très prometteur pour mettre en évidence et étudier des objets peu ou pas lumineux. Le chapitre suivant décrit les principales caractéristiques de ces effets de lentille gravitationnelle.

2. L'EFFET DE LENTILLE GRAVITATIONNELLE

Nous commençons ce chapitre par un bref résumé de l'utilisation des lentilles gravitationnelles dans l'histoire de l'astronomie (§2.1), depuis les premières idées de *sir Isaac Newton*, jusqu'à la proposition de *B. Paczyński* [Pac86] en 1986 d'utiliser ce phénomène pour détecter des objets compacts et massifs dans le halo de notre Galaxie.

Dans le §2.2 nous donnons le formalisme général permettant de décrire ce phénomène. Dans le §2.3 nous appliquons ce formalisme au cas d'une lentille ponctuelle, modèle permettant de décrire la majorité des événements que nous rencontrerons. Ensuite dans le §2.4 nous décrivons les particularités liées à l'effet de microlentille, lorsque les images créées par l'effet ne sont plus séparables. Dans le §2.5 sont décrites des configurations moins idéales avec la prise en compte de la taille finie des étoiles, de mouvements non-rectilignes uniformes, d'effets de lentille sur ou par des étoiles doubles... Ces configurations, bien que rares, permettent d'expliquer la nature de certains candidats, et de donner des contraintes sur les paramètres physiques des lentilles. Enfin dans le §2.6 la notion de *profondeur optique* sera abordée.

La littérature sur les lentilles gravitationnelles est très abondante. Le lecteur pourra étudier avec profit le livre de *P. Schneider* [Sch92] sur lequel s'appuient les §2.1 et §2.2. Des références sont données tout au long de l'exposé pour le traitement de cas plus spécifiques.

2.1 Un bref aperçu historique

La déviation de la lumière lorsqu'elle passe près d'un corps massif est un fait décrit depuis fort longtemps, déjà noté par *sir Isaac Newton* en 1704 dans son traité « *Opticks* » [New30]. En 1784, *Henry Cavendish* calcule l'angle de déviation de la lumière en prenant en compte la théorie corpusculaire de la lumière et les lois de la gravitation newtonienne. Parallèlement *Pierre Simon de Laplace* [Lap98] note dès 1798 que, si la masse du déflecteur est suffisamment importante, la lumière ne peut s'en échapper, l'astre devenant un véritable trou noir. En 1804 *J. Soldner* [Sol04] calcule l'erreur sur la position angulaire des étoiles situées juste à la limite du limbe solaire, due à la déviation de la lumière par la masse du Soleil. Il trouve que pour des paramètres d'impact R peu supérieurs à R_{\odot} (le

2. L'effet de lentille gravitationnelle

rayon du Soleil), l'angle de déflexion $\hat{\alpha}$ s'écrit sous la forme :

$$\hat{\alpha} = \frac{2GM_{\odot}}{Rc^2} = \frac{0.875''}{R/R_{\odot}}, \quad (2.1)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, $G = 6.672 \cdot 10^{-11} \text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2}$, la constante universelle de la gravitation et M_{\odot} la masse du Soleil.

En 1915 *Einstein* [Ein15], utilisant les équations de la *relativité générale*, trouve une valeur double de celle estimée par la *mécanique classique*. Cette prédiction est vérifiée dès mai 1919 par *sir Eddington* lors d'une éclipse de Soleil [Edd19], bien que ses mesures soient entachées d'une incertitude d'environ 30% (depuis, les meilleures mesures donnent un accord avec la théorie à mieux que 1% avec l'utilisation de l'interférométrie dans le domaine des ondes radio); ce fut l'un des premiers succès de la *relativité générale*. Le même *sir Eddington* note en 1920 [Edd20] la possibilité de formation d'images multiples si le déflecteur, la source et l'observateur sont suffisamment alignés. *Chowlson* note même en 1920 [Chw20] qu'en cas d'alignement parfait il y a non plus formation de deux images séparées mais d'un anneau lumineux¹. En 1936, *Einstein* [Ein36] donne la valeur du facteur de modification du flux reçu d'une source subissant un effet de lentille. Il note que ce phénomène a cependant peu de chances d'être observé, la probabilité d'un alignement suffisamment parfait étant très faible.

Toutefois dans un article de 1937, *Fritz Zwicky* [Zwi7b] remarque que le phénomène de formation d'images multiples et d'amplification du flux reçu pourrait avoir plusieurs applications astrophysiques en tant que :

- nouveau test de la *relativité générale*;
- moyen d'observer des galaxies lointaines, normalement invisibles, dont le flux est apparemment amplifié par un effet de lentille;
- moyen de déterminer la masse de galaxies, à travers l'effet de lentille produit sur des sources situées en arrière plan.

La situation aussi bien du point de vue de la théorie que de l'expérience en resta là jusque dans les années soixante.

En 1964, *Sjur Refsdal* [Ref64a] reprend ce travail pour différentes distributions de masse de lentille. Il note, lui aussi, l'importance de l'effet de lentille gravitationnelle comme outil astrophysique [Ref64b], mais cette fois comme moyen de sonder la composition de l'Univers à grande échelle. En effet la lumière provenant de chaque image de la source suit un chemin différent, introduisant un décalage temporel entre les signaux provenant des images. Ce décalage peut alors nous renseigner sur la composition en masse du milieu traversé, et ainsi permettre de donner des contraintes sur la valeur de la constante de Hubble

1. Le rayon de cet anneau est communément appelé « rayon d'Einstein » bien que la paternité en revienne à *Chwolson*.

[Ref66]. On regroupe ces effets sous le nom de **lentille gravitationnelle**, les angles de déflexion étant suffisamment importants pour qu'il y ait formation de gigantesques arcs lumineux, dont un exemple est donné sur la figure 2.1.



FIG. 2.1 – *Un exemple de lentille : l'amas A2218 pris par le Hubble Space Telescope (figure tirée de Kneib et al, 1994.).*

En 1979 *K. Chang* et *S. Refsdal* [Cha20] notent qu'une étoile appartenant à une galaxie déflectrice - par exemple une galaxie d'avant-plan - pourrait provoquer des variations dans le signal reçu de la Galaxie d'arrière-plan subissant l'effet de lentille. Cet effet fut appelé effet de **microlentille gravitationnelle** car l'angle de déflexion de la lumière par une telle étoile est typiquement de l'ordre de la micro-seconde d'arc. Cette même année, *D. Walsh*, *R. F. Carwell* et *R.J. Weynman* [Wal79] annoncèrent la découverte du premier candidat à l'effet de lentille gravitationnelle, la radio-source 0957+561, qui s'est trouvée avoir deux contre parties optiques interprétées comme des images doubles de la source.

En 1986 *B. Paczyński* [Pac86] suggère d'utiliser le phénomène de microlentille gravitationnelle sur des étoiles des Nuages de Magellan pour détecter des MACHOS (*MAssive Compact Halo Objects*) dans le halo de notre Galaxie. Le phénomène n'est plus caractérisé par la formation d'arcs lumineux mais par une amplification transitoire du flux lumineux de l'étoile subissant l'effet de lentille. C'est ce dernier aspect du phénomène de lentille gravitationnelle qui nous intéresse tout particulièrement.

2. L'effet de lentille gravitationnelle

2.2 Le formalisme de l'effet de microlentille

Nous décrivons dans ce paragraphe le formalisme général des lentilles gravitationnelles. Ce formalisme est à même d'être utilisé dans le cas où la source et la lentille sont considérés comme des objets ponctuels, de mouvement relatif rectiligne uniforme; de plus il permet de décrire des cas plus « exotiques », lorsque la lentille ou la source font partie de systèmes multiples, ou bien lorsque les mouvements relatifs ne sont plus rectilignes uniformes.

2.2.1 L'angle de déflexion

Nous avons vu dans le §2.1 que l'un des premiers tests de la *relativité générale* a concerné la déviation de la lumière par le Soleil. La théorie prédit que les rayons lumineux passant près d'un astre de masse M avec un paramètre d'impact b sont déviés d'un angle $\hat{\alpha}(b)$ valant :

$$\hat{\alpha}(b) = \frac{4GM}{bc^2} \ll 1. \quad (2.2)$$

Pour une distribution de masse étendue on calcule cet angle en sommant les contributions individuelles de chaque élément de masse. En général l'extension de la lentille peut être négligée et l'approximation de l'équation 2.2 est alors suffisante.

2.2.2 Le cadre géométrique

L'effet de lentille dépend de la configuration géométrique entre trois protagonistes : l'étoile source, la lentille qui dévie les rayons lumineux en provenance de la source et l'observateur vers qui se dirige une partie des rayons déviés. Les masses en jeu dans notre cadre astrophysique - les lentilles étant des étoiles - induisent des angles de déflexion petits. On considère ainsi les éléments suivants (cf. figure 2.2) :

- un plan \mathcal{S} , appelé « plan source », situé à une distance D_s de l'observateur, perpendiculaire à la ligne de visée, dans lequel se trouve la source;
- un plan \mathcal{D} , appelé « plan lentille », contenant le centre du déflecteur D , situé à une distance D_d de l'observateur, parallèle au précédent;
- le « plan observateur » \mathcal{O} , perpendiculaire à la ligne de visée.

On note D_{ds} la distance déflecteur-source, et x le rapport entre les distances observateur-déflecteur et observateur-source : $x = D_d/D_s$.

La déviation de la lumière se produisant essentiellement à proximité du déflecteur, les rayons lumineux sont représentés par des droites reliant les différents plans. On appelle *axe optique* la droite reliant l'observateur à un point de référence dans le plan lentille. L'origine des positions utilisée dans le plan \mathcal{D} et dans le plan \mathcal{S} est l'intersection entre la ligne joignant l'observateur à la lentille et le plan correspondant.

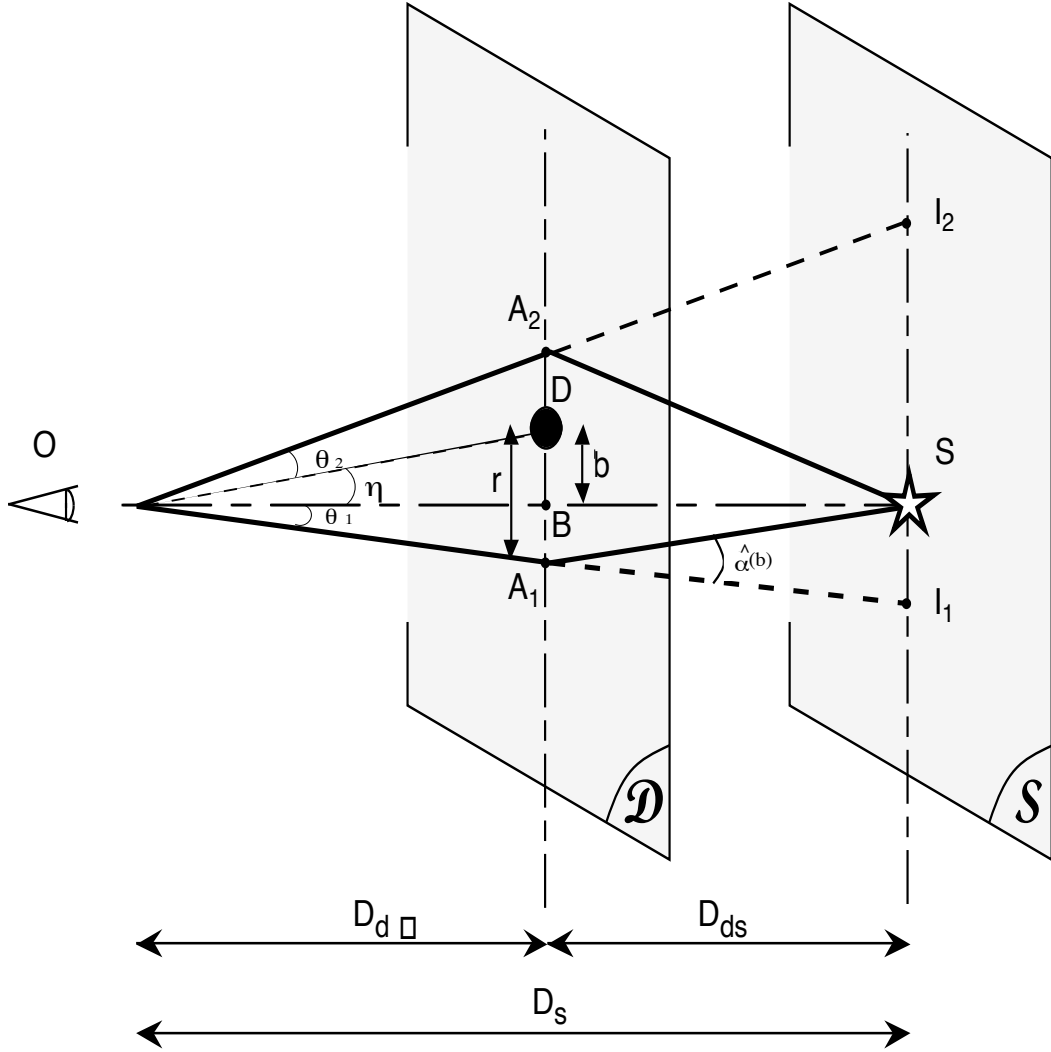


FIG. 2.2 – Un système général de lentille gravitationnelle. Un objet massif en D est proche de la ligne de visée observateur O -source S . On définit deux plans perpendiculaires à la ligne de visée, le plan lentille \mathcal{D} à la distance D_d , et le plan source \mathcal{S} à la distance D_s . Les rayons lumineux provenant de la source sont déviés à l'approche du déflecteur. A_1 et A_2 sont les intersections de la ligne joignant le point O aux images de la source avec le plan \mathcal{D} . I_1 et I_2 sont les positions des images de la source dans le plan \mathcal{S} . B est la position du point d'intersection de la ligne de visée avec le plan \mathcal{D} . r représente la distance séparant la lentille du point A , et b est le paramètre d'impact entre un rayon non dévié et la lentille. $\hat{\alpha}(b)$ est l'angle de déflexion (figure adaptée de [Pal97a]).

2.2.3 L'équation des lentilles

Écrivons la condition pour que les rayons lumineux provenant de la source atteignent l'observateur. Pour cela développons un formalisme vectoriel pouvant être appliqué aussi bien au cas idéal² d'une source et d'une lentille ponctuelles en mouvement relatif rectiligne

2. Ce cas est décrit sous différents vocables : idéal, ordinaire, standard ou canonique.

2. L'effet de lentille gravitationnelle

uniforme l'une par rapport à l'autre (cf. §2.4), que dans le cas de mouvements relatifs non rectilignes uniformes (cf. §2.5). Sur le plan \mathcal{D} , la source a une position angulaire $\vec{\eta}$ en absence de défecteur. En présence d'une lentille en D , les rayons lumineux en provenance de la source, atteignant l'observateur, sont courbés près du plan \mathcal{D} ; la source a alors la position angulaire apparente $\vec{\theta}$ (cf. figure 2.2). Dans le plan de la lentille les positions de la source en l'absence de défecteur et de ses images sont reliées par :

$$\vec{\eta} - \vec{\theta} = -\frac{D_{ds}}{D_s} \vec{\alpha}(\vec{b}). \quad (2.3)$$

L'équation 2.3 est appelée **équation des lentilles**. Elle permet de connaître la position vraie de la source en fonction de sa position apparente.

Notations sans dimensions

Généralisons cette équation en utilisant des variables sans dimensions. Nous pourrions ensuite décrire le phénomène de déviation avec le même formalisme en utilisant les paramètres les plus appropriés au problème : positions angulaires ou distances.

Introduisons deux longueurs caractéristiques : b_0 dans le plan lentille et η_0 dans le plan source. Ces deux quantités sont liées par $\eta_0 = xb_0$. On définit les vecteurs à deux dimensions \vec{z} et \vec{y} à partir des vecteurs positions \vec{b} et $\vec{\eta}$:

$$\vec{z} = \frac{\vec{b}}{b_0}; \quad \vec{y} = \frac{\vec{\eta}}{\eta_0} \quad (2.4)$$

L'équation 2.3 s'écrit alors simplement :

$$\begin{aligned} \vec{y} &= \vec{z} - \vec{\alpha}(\vec{z}) \quad \text{où} \\ \vec{\alpha}(\vec{z}) &= \frac{D_{ds}}{D_s} \vec{\alpha}(b_0 \vec{z}) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Le choix de b_0 est *a priori* arbitraire. Dans le cas où $b_0 = D_d$, les vecteurs \vec{z} et \vec{y} représentent les positions angulaires de l'image et de la source en l'absence de défecteur, par rapport à l'axe optique.

2.2.4 Modification du flux reçu

La déviation des rayons lumineux modifie les propriétés de l'image, en particulier l'angle solide suivant lequel la source est vue par l'observateur (cf. figure 2.3). Le flux F provenant d'un élément d'angle solide infinitésimal dS_0 de la source est proportionnel au produit de la brillance de surface I de la source par ce même angle solide, soit $F \propto IdS_0$. La brillance de surface pour une image est identique à celle de la source en absence

L'EFFET DE LENTILLE GRAVITATIONNELLE

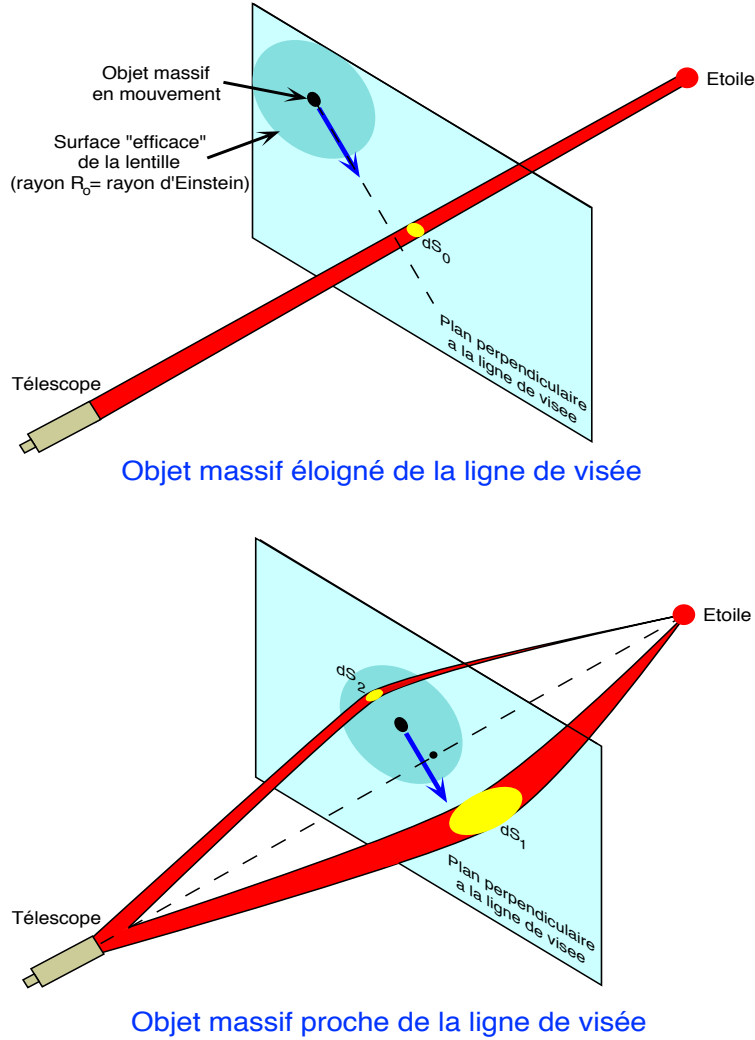


FIG. 2.3 – Modification des angles solides lors de l'effet de lentille. Figure du haut : le flux provenant de l'étoile source est proportionnel à l'élément d'angle solide dS_0 en absence de déflecteur. Figure du bas : En présence d'un déflecteur, il y a formation de deux images. Les angles solides étant modifiés, il en est de même pour le flux provenant de chaque image.

de déflecteur ([Sch92] page 115). Ainsi le flux F^i de l'image i après déviation s'écrit : $F^i \propto I dS_i$. Le rapport A_i des flux après et avant distorsion pour l'image i vaut :

$$A_i = \frac{dS_i}{dS_0}, \quad (2.6)$$

2. L'effet de lentille gravitationnelle

et est indépendant de la fréquence du signal amplifié. Ce facteur est donné par le Jacobien inverse de la transformation $T : \vec{z} \rightarrow \vec{y}$ faisant correspondre à toute source une image dans le plan lentille : $A(\vec{z}) = 1/\det T(\vec{z})$.

2.2.5 Formation d'images

Considérons les rayons lumineux provenant d'un élément de source infinitésimal joignant l'observateur à la source. Sur les figures 2.2 et 2.3 nous voyons que ces rayons sont déviés près de la lentille, et donnent deux images. Le facteur de conversion du flux provenant de chaque élément est déterminé par l'angle $\vec{\alpha}$ et l'équation des lentilles. Les

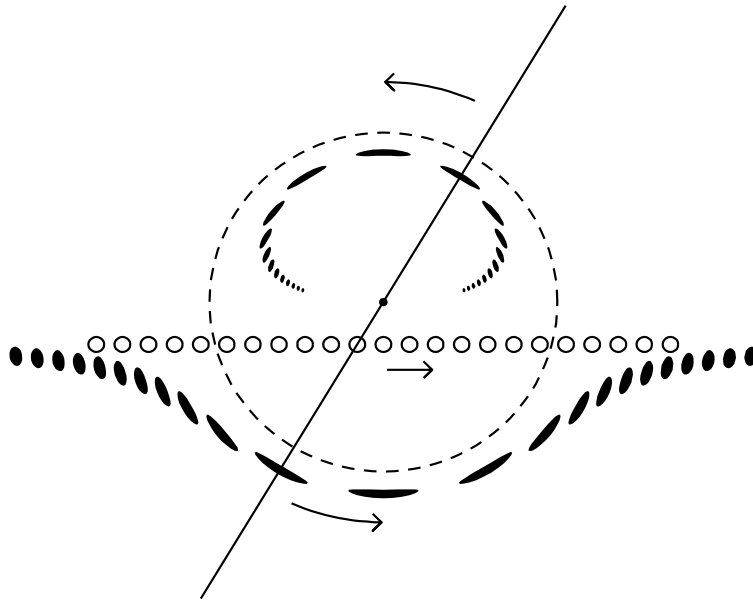


FIG. 2.4 – Localisation et forme des images en fonction de la position de la source. La lentille est indiquée avec un point au centre de l'anneau d'Einstein, marqué avec un trait tireté. Les positions de la source sont notées par une série de petits cercles ouverts. La position, ainsi que la forme des deux images, sont montrées par une série d'ellipses noires. A chaque instant, la source, la lentille et les images sont alignées, ainsi que le montre la figure pour un instant donné. (figure tirée de [Pac96].)

images de la source pour lesquelles le déterminant de la matrice $T(\vec{z})$ est positif (resp. négatif) sont dites posséder une parité positive (resp. négative). Cette parité détermine la circulation ainsi que l'orientation de l'image par rapport à l'image non perturbée lors du mouvement relatif de la lentille par rapport à la source. Ceci est illustré sur la figure 2.4. On peut noter que si $\det T(\vec{z}) > 0$ et $\text{trace} T(\vec{z}) > 0$ le rapport des flux A est supérieur à 1. Le flux de l'image est alors apparemment amplifié.

2.2.6 Caustique et courbe critique

Les courbes définies par $\det T(\vec{z}) = 0$ sont appelées *courbes critiques*. La transformation $T^{-1} : \vec{y} \rightarrow \vec{z}$ transforme la courbe critique en une courbe dans le plan source dite *courbe caustique*. D'après l'équation 2.6 une source ponctuelle située sur la caustique subit une amplification infinie. Cette divergence signifie bien évidemment que l'approximation des sources comme des objets ponctuels n'est plus valable. Cette notion est particulièrement importante dans le cas de l'étude des lentilles binaires.

2.3 Le modèle de lentille ponctuelle

Nous voulons trouver la position des images de la source pour une distribution de matière donnée en guise de déflecteur. Le cas le plus simple est celui où la lentille et la source sont considérées comme des objets ponctuels. Cette approximation est en fait suffisante dans la majorité des événements observés par les expériences de recherche de microlentilles.

2.3.1 L'équation des lentilles

Dans le cadre défini ci-dessus le problème se réduit à un formalisme à une dimension, par raison de symétrie.

A la page 22 nous avons défini deux échelles caractéristiques η_0 et b_0 . Choisissons b_0 comme le rayon d'Einstein R_E , défini par :

$$b_0 \equiv R_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_d D_{ds}}{D_s}} = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} D_s x(1-x)}, \quad (2.7)$$

avec $x = D_d/D_s$ le rapport de la distance observateur-défecteur sur la distance observateur-source. L'échelle caractéristique correspondante dans le plan source est alors :

$$\eta_0 = R'_E = \frac{R_E}{x}, \quad (2.8)$$

et est appelée rayon d'Einstein projeté.

L'angle de déflexion de la lumière en provenance d'une source par un déflecteur ponctuel est donné par l'équation 2.2. Soit u la position de la source projetée dans le plan de la lentille³. La valeur de u , qui équivaut au paramètre d'impact entre les rayons lumineux non déviés et la lentille, est reliée à la position de la source par l'équation 2.5 :

$$u = z - \frac{1}{z}. \quad (2.9)$$

3. L'origine du repère utilisé dans le plan de la lentille est le déflecteur lui-même.

2. L'effet de lentille gravitationnelle

La résolution de cette équation conduit à deux solutions z_{\pm} correspondant à deux positions des images de la source situées de chaque côté de la lentille :

$$z_{\pm} = \frac{1}{2} \left(u \pm \sqrt{u^2 + 4} \right) . \quad (2.10)$$

La séparation Δz entre ces deux images est :

$$\Delta z = z_+ - z_- = \sqrt{u^2 + 4} \geq 2 . \quad (2.11)$$

Si l'observateur, la lentille et la source sont parfaitement alignés ($u = 0$) le système possède une symétrie de rotation autour de l'axe défini par la ligne de visée. Les solutions de l'équation 2.10 ne sont alors plus deux points, mais un anneau appelé « anneau d'Einstein », de rayon R_E (« rayon d'Einstein »), pris comme dimension caractéristique pour le paramètre d'impact.

2.3.2 Modification du flux reçu

En injectant l'équation des lentilles 2.5 pour le cas ponctuel dans l'équation 2.6 on obtient pour chaque image un facteur de modification du flux dû à l'effet de lentille égal à :

$$A_{\pm} = \frac{1}{4} \left(\frac{u}{\sqrt{4 + u^2}} + \frac{\sqrt{u^2 + 4}}{u} \pm 2 \right) . \quad (2.12)$$

2.3.3 Caustique et courbe critique

Dans le cas ponctuel, la courbe critique est l'anneau d'Einstein, et la courbe caustique se réduit à l'intersection entre la ligne observateur-lentille et le plan de la source.

2.4 L'effet de microlentille

Appliquons ce formalisme à l'effet de microlentille. Cette dénomination provient de la valeur de la séparation angulaire entre les deux images, qui est de l'ordre de la microseconde d'arc lorsque le défecteur est une étoile.

Supposons que le défecteur soit animé d'une vitesse transverse relative V_T dans le plan défecteur par rapport à la ligne de visée observateur-source. Considérons une source située à une distance $D_s = 7$ kpc et une lentille située à $D_d = 5$ kpc et de masse $M = 0.5M_{\odot}$. Nous pouvons alors estimer le rayon d'Einstein R_E , que nous exprimerons en U.A.⁴ :

$$\begin{aligned} R_E &= 9.02 \left(\frac{D_s}{10 \text{ kpc}} \right)^{1/2} (x(1-x))^{1/2} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/2} U.A. \\ &\sim 3.41 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/2} U.A. \sim 2.41 U.A. \end{aligned} \quad (2.13)$$

4. U.A: 1 Unité Astronomique correspond au demi grand-axe de l'orbite terrestre, $\sim 1.5 \times 10^{11}$ m

L'ordre de grandeur de la séparation angulaire entre les deux images est donné par le rayon d'Einstein angulaire θ_E valant :

$$\begin{aligned} \theta_E \equiv \frac{R_E}{D_d} &= 0.902 \text{ milliarcseconde} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{10 \text{ kpc}}{D_d} \right)^{1/2} (1-x)^{1/2} \quad (2.14) \\ &\sim 0.5 \text{ milliarcseconde} , \end{aligned}$$

ce qui est bien trop petit pour le pouvoir séparateur des télescopes actuels.

Les deux images étant donc confondues, le flux reçu par l'observateur est la somme des flux A_\pm donnés par l'équation 2.12. Le facteur global A de modification du flux est égal à :

$$A \equiv A_+ + A_- = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}} . \quad (2.15)$$

Ce terme est toujours supérieur à 1; l'effet de microlentille gravitationnelle se caractérise donc par une amplification⁵ apparente du flux lumineux de l'étoile source. Lorsque le paramètre d'impact est inférieur à 1 (c.-à-d. lorsqu'on se trouve à l'intérieur de l'anneau d'Einstein), l'amplification est supérieure à 1.34. On remarque que la différence d'amplification apparente entre les deux images est constante :

$$A_+ - A_- = 1 . \quad (2.16)$$

2.4.1 Durée caractéristique du phénomène

Le mouvement relatif du défecteur étant rectiligne uniforme dans le plan de la lentille, le paramètre d'impact $u(t)$, défini comme la distance entre le défecteur et l'intersection de la ligne de visée avec le plan de la lentille, varie dans le temps et peut s'exprimer sous la forme :

$$u^2(t) = u_0^2 + \frac{V_T^2(t - t_0)^2}{R_E^2} = u_0^2 + \left(\frac{t - t_0}{\Delta t} \right)^2 , \quad (2.17)$$

où u_0 est le paramètre d'impact à $t = t_0$, et $\Delta t \equiv R_E/V_T$ donne la durée caractéristique du phénomène, définie comme le temps mis par la lentille pour parcourir un rayon d'Einstein dans le plan de la lentille; il peut s'exprimer sous la forme :

$$\begin{aligned} \Delta t &= V_T^{-1} \sqrt{\frac{4GM}{c^2} D_s x (1-x)} \\ \Delta t &= V_T^{-1} \sqrt{\frac{4GM}{c^2} D_d (1-x)} \quad (2.18) \\ \Delta t &= 78.11 \text{ jours} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{D_d}{10 \text{ kpc}} \right)^{1/2} (1-x)^{1/2} \left(\frac{200 \text{ km s}^{-1}}{V_T} \right) \end{aligned}$$

5. Le terme « amplification » est un abus de langage, le terme anglo-saxon « magnification » serait plus approprié car il s'agit d'une amplification apparente due à la déformation des images.

2. L'effet de lentille gravitationnelle

Pour des événements dus à des lentilles situées dans le disque de la Galaxie, la vitesse relative entre la lentille et la ligne de visée est faible. Dans l'exemple ci-dessus, nous pouvons prendre typiquement $V_T \sim 40 \text{ km s}^{-1}$, donnant une durée Δt de l'ordre de 70 jours.

La quantité Δt est fondamentale dans notre étude. En effet c'est un paramètre observable qui est relié aux paramètres physiques de la lentille : sa masse M , le rapport des distances observateur-lentille sur observateur-source x , la vitesse transverse relative à la ligne de visée V_T et la distance de la source D_s . On peut ainsi remarquer que, dans le cas standard, nous n'avons pas directement accès à la masse de la lentille mais à une combinaison de différents paramètres physiques du phénomène.

2.4.2 Courbe d'amplification

D'après les équations 2.15 et 2.17, l'amplification de la source au cours du temps s'écrit :

$$A(t) = \frac{u^2(t) + 2}{u(t) \sqrt{u^2(t) + 4}} . \quad (2.19)$$

La courbe donnant la variation de l'amplification au cours du temps est communément appelée *courbe de Paczyński* (cf. figure 2.5). Trois paramètres la caractérisent :

- t_0 l'instant du maximum d'amplification;
- u_0 le paramètre d'impact à $t = t_0$;
- Δt la durée de traversée d'un rayon d'Einstein dans le plan de la lentille.

On peut utiliser indifféremment le paramètre d'impact $u(t)$ ou l'amplification $A(t)$, le passage de l'un à l'autre étant donné par :

$$A(t) = \frac{u(t)^2 + 2}{u(t) \sqrt{u(t)^2 + 4}} \iff u(t) = \sqrt{\frac{2}{\sqrt{1 - A(t)^{-2}}}} - 2 . \quad (2.20)$$

Une erreur σ_A sur $A(t)$ se propagera en une erreur σ_u sur $u(t)$ par :

$$\sigma_u = \frac{u(t)^2 (u(t)^2 + 4)^{3/2}}{8} \sigma_A . \quad (2.21)$$

La forme de la *courbe de Paczyński* donne les caractéristiques attendues du signal associé à un effet de microlentille gravitationnelle :

- **symétrie** : La courbe est symétrique par rapport à l'instant t_0 ;
- **achromatisme** : L'effet étant purement géométrique, la courbe est identique quelle que soit la longueur d'onde.

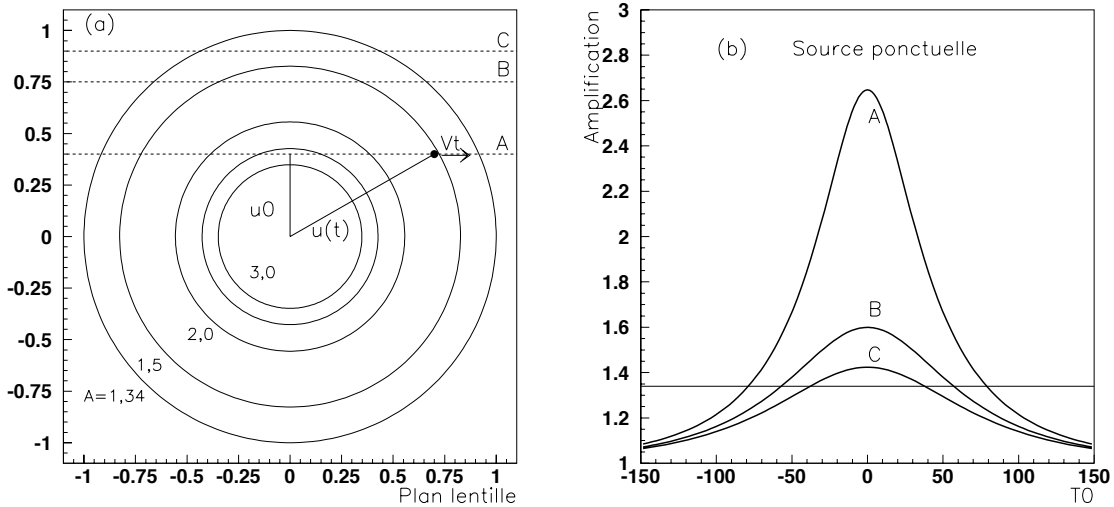


FIG. 2.5 – Géométrie de l’effet de microlentille dans le cas standard et courbe d’amplification associée. Figure (a) : trois trajectoires du déflecteur, dans le plan de la lentille; les distances sont exprimées en unités de rayon d’Einstein. La vitesse transverse V_T de la lentille est montrée, ainsi que les paramètres u_0 et $u(t)$. Les différents cercles donnent les lieux à l’intérieur desquels l’amplification A est supérieure à 1.34, 1.5, 2, 2.5 et 3. Les courbes de la figure (b) correspondent aux trois trajectoires inscrites en pointillés sur la figure (a). La ligne droite correspond à $A=1.34$.

2.5 Les déviations aux effets de lentille ordinaires

Le cas standard permet de décrire la majorité des candidats observés. Toutefois il ne peut être suffisant pour certains événements découverts à ce jour. Les déviations par rapport au cas ordinaire de l’effet de microlentille sont multiples; en voici quelques-unes :

- **Source et lentilles étendues :** La source ainsi que la lentille ne sont pas des objets ponctuels. La manière correcte d’évaluer l’amplification de l’étoile source est d’intégrer l’effet de lentille sur toute la surface de l’astre. Si le rayon de l’étoile, projeté dans le plan de la lentille, n’est pas négligeable par rapport au rayon d’Einstein, alors la courbe d’amplification est sensiblement différente de celle du cas standard.
- **Effet de confusion :** Le flux lumineux provenant de l’étoile subissant l’effet de lentille peut être perturbé par d’autres étoiles situées sur la ligne de visée.
- **Déflecteurs multiples :** Dans le cas où la lentille est un système multiple, la courbe d’amplification peut être très différente de sa forme canonique : il peut y avoir apparition de plusieurs pics, la courbe devient asymétrique... La recherche de lentilles multiples est l’une des voies les plus prometteuses pour la recherche de planètes extra-solaires.

2. L'effet de lentille gravitationnelle

- **Effet de parallaxe** : Si la variation de la vitesse de rotation de la Terre autour du Soleil n'est pas négligeable par rapport à la vitesse transverse relative du déflecteur, alors la trajectoire apparente de la lentille n'est plus une droite mais une cycloïde. Cet effet peut entre autres briser la symétrie du signal attendu.
- **Sources multiples** : De façon similaire, si la source appartient à un système multiple, le mouvement de rotation de la source autour du centre de gravité du système induit un effet similaire à l'effet de parallaxe. Dans certains cas il peut y avoir formation de deux pics, ou d'épaulements sur la courbe autour de la période d'amplification maximale.

Tous ces effets modifient la forme du signal attendu. Toutefois leur étude est extrêmement importante car on peut parfois lever tout ou partie de la dégénérescence entre la masse de la lentille, sa distance et sa vitesse transverse.

2.5.1 L'effet de taille finie

Nous avons considéré jusqu'ici les astres comme des objets ponctuels. Cette approximation, suffisante dans la majorité des cas, présente certains inconvénients. Ainsi dans l'équation 2.19, lorsque le paramètre d'impact u_0 tend vers zéro l'amplification au pic diverge.

Lentille ponctuelle et source étendue

La taille finie d'une étoile source de rayon R_s est à considérer lorsque sa projection U dans le plan de la lentille, exprimée en unités de rayon d'Einstein :

$$U = \frac{xR_s}{R_E}, \quad (2.22)$$

est de l'ordre de 1. Dans ce cas différentes parties de la source subissent des amplifications apparentes différentes. Pour obtenir l'amplification apparente totale, il faut moyenner sur toute la surface de l'étoile (cf. figure 2.6). Considérons le cas d'une étoile (parfaitement sphérique) avec une brillance de surface uniforme. Soit (r, θ) les coordonnées polaires d'un élément de source projeté dans le plan de la lentille. L'amplification moyenne A subie par la source s'écrit :

$$A = \frac{1}{\pi U^2} \int \int r A(r) d\theta dr . \quad (2.23)$$

Le calcul complet mène à [Sch92] :

$$A(u_0, U) = \frac{2}{\pi U^2} \left[\int_{|u_0-U|}^{u_0+U} \frac{r^2 + 2}{\sqrt{r^2 + 4}} \arccos \frac{r_0^2 + r^2 - U^2}{2ru_0} dr \right] + \frac{2}{\pi U^2} \left[H(U - u_0) \frac{\pi}{2} (U - u_0) \sqrt{(U - u_0)^2 + 4} \right], \quad (2.24)$$

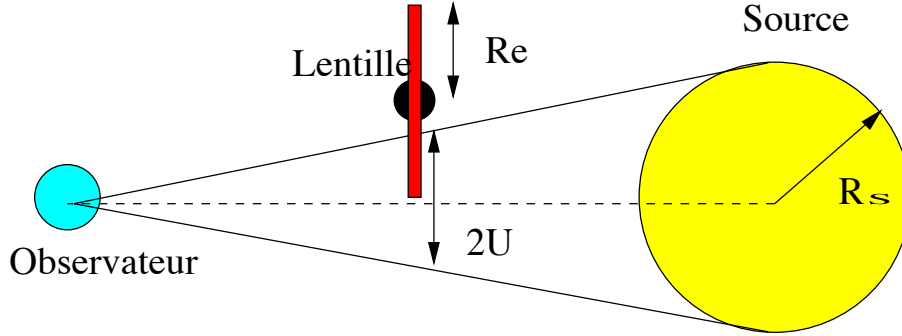


FIG. 2.6 – Paramètres impliqués dans l’effet de taille finie. La source, située à droite, a un rayon R_s . Ce rayon projeté dans le plan de la lentille est noté U . Dans le plan de la lentille, perpendiculaire au plan de la figure, l’anneau d’Einstein, associé à la lentille est représenté par un segment de droite.

où H est la fonction de Heaviside. Cette expression ne peut être intégrée analytiquement. Pour $u_0 = 0$ on obtient :

$$A(u_0 = 0, U) = \sqrt{1 + \frac{4}{U^2}} . \quad (2.25)$$

Ainsi la divergence existant dans le cas standard, lorsque le paramètre d’impact tend vers zéro, disparaît. La figure 2.7 donne la forme de la courbe d’amplification en fonction du paramètre U pour $u_0 = 0.5$. L’amplification maximale n’est dans ce cas pas atteinte pour $U = 0$. La forme de la courbe peut se différencier sensiblement du cas standard. Lorsque $U \gg 1$, seule une partie de l’étoile subit une amplification notable; l’amplification présente alors un plateau pendant la durée de traversée de la lentille devant la source. Nous verrons au chapitre 6 quelles implications peut avoir l’observation de cet effet sur les paramètres physiques de la lentille.

Source ponctuelle et lentille étendue

Un effet d’occultation est possible lorsque la taille du déflecteur est du même ordre que le rayon d’Einstein. Cet effet ne peut se produire que si la lentille est extrêmement proche de la source ou de l’observateur [Cav94], ce qui correspond à des probabilités de configuration négligeables.

2.5.2 L’effet de confusion

Dans les régions où la densité stellaire est importante, la détermination du flux d’une étoile est affectée par la présence, le long de la ligne de visée, d’étoiles de faible flux non détectées. Cette perturbation est appelée effet de confusion ou *blending* (mélange). Le flux observé F_{base} d’une étoile peut ainsi être la superposition du flux réel de plusieurs astres :

2. L'effet de lentille gravitationnelle

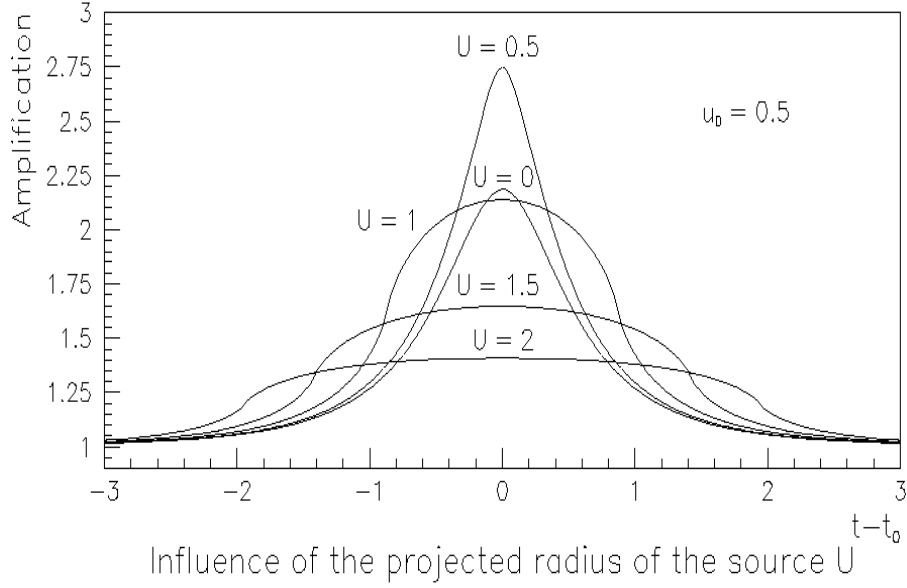


FIG. 2.7 – Courbes d'amplification, prenant en compte l'effet de taille finie de la source, pour différentes valeurs du paramètre U . Noter que la valeur $U = 0$ ne correspond pas à la valeur maximale d'amplification au pic. Les courbes deviennent de plus en plus larges à mesure que le paramètre U augmente. (figure tirée de [Pal97a].)

une étoile 1 de flux F_1 subissant l'effet de lentille, et un ensemble d'étoiles non résolues de flux $\sum_{i>1} F_i$:

$$F_{base} = F_1 + \sum_{i>1} F_i . \quad (2.26)$$

Si l'étoile 1 voit son flux amplifié d'un facteur A , le flux observé lors de l'amplification F_{ampli} s'écrit :

$$F_{ampli} = A \times F_1 + \sum_i F_i \quad (2.27)$$

Ainsi l'amplification observée A_{obs} est reliée à la véritable amplification A par la relation :

$$A_{obs} - 1 = \frac{F_1}{F_{base}} \times (A - 1) . \quad (2.28)$$

Introduisons le paramètre f donnant la fraction du flux total provenant de l'étoile amplifiée. D'après l'équation 2.28 on trouve que :

$$f \equiv \frac{F_1}{F_{base}} = \frac{A_{obs} - 1}{A - 1} . \quad (2.29)$$

Ce coefficient est compris entre 0 et 1, cette dernière valeur signifiant que seule l'étoile amplifiée contribue au signal lumineux. L'amplification observée est ainsi systématiquement sous-estimée (cf. figure 2.8).

ILLUSTRATION DE L'EFFET DE CONFUSION

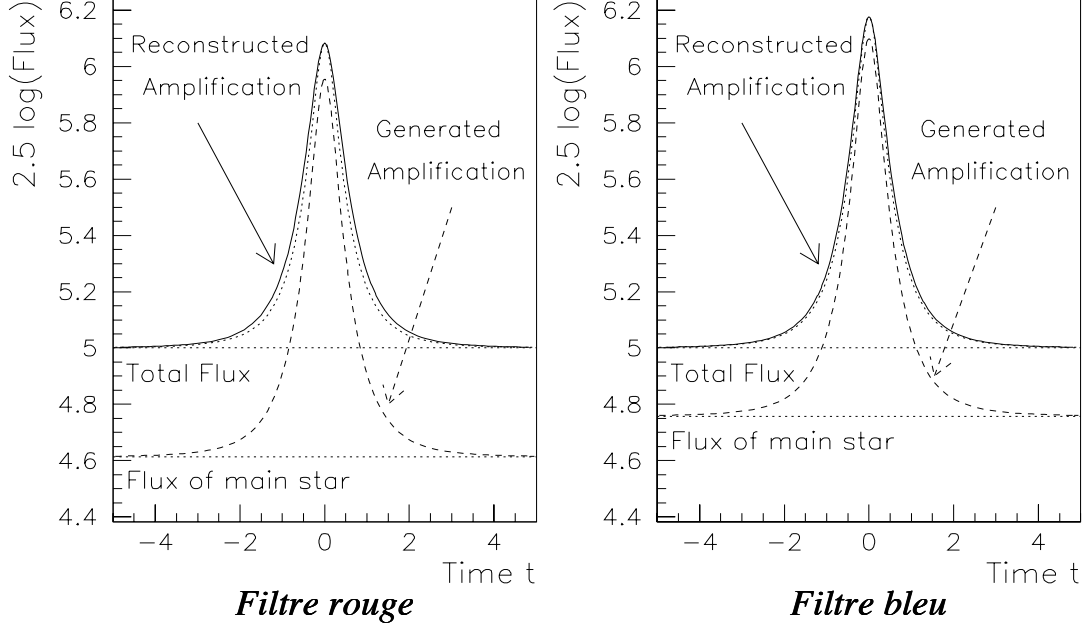


FIG. 2.8 – Illustration de l'effet de confusion. Le flux de l'étoile est amplifié par 3.4, i.e un accroissement de 1.3 magnitude (courbe en tireté), alors que l'amplification reconstruite (courbe pleine) n'est qu'un facteur 1.1 en rouge et 1.2 en bleu. L'amplification reconstruite pour une étoile avec un effet de confusion, est donc plus faible que la vraie amplification, et peut différer en rouge et en bleu. Sur les deux dessins, la courbe en pointillés correspond à la courbe de lumière réellement observée, tenant compte de l'ajout d'un flux constant à la courbe amplifiée. (figure tirée de [Pa97a].)

Perte de l'achromaticité

Une conséquence importante de l'effet de confusion est la perte éventuelle de l'achromaticité comme caractéristique de l'effet de microlentille. En effet la contribution du flux des étoiles ne subissant pas l'effet de lentille peut différer en rouge et en bleu. Le coefficient f prendra alors des valeurs différentes dans les deux filtres utilisés pour l'observation (cf. chapitre 3 pour la description de l'appareillage d'EROS II). Les amplifications seront alors différentes en rouge et en bleu : $A_{obs}(R) \neq A_{obs}(B)$.

Mauvaise estimation de la durée de l'événement

Définissons le rayon d'Einstein « confus » $R_{E,confus}$ [Di 95], correspondant au paramètre d'impact pour lequel l'amplification A_{obs} observée lors de l'effet de lentille avec effet de confusion est de 1.34 (rappelons que ce facteur correspond à l'amplification obtenue dans le cas standard lorsque $u = R_E$). Le rayon d'Einstein « confus » est alors relié

2. L'effet de lentille gravitationnelle

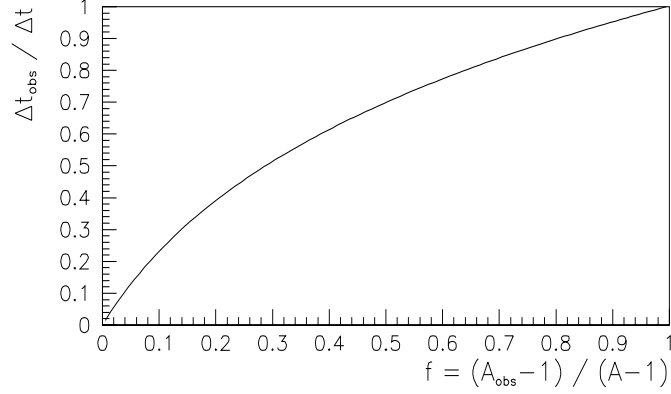


FIG. 2.9 – $\Delta t_{obs}/\Delta t$ en fonction de la fraction f de lumière provenant de l'étoile subissant l'effet de lentille. (figure tirée de [Pal97a].)

au « vrai » rayon d'Einstein par :

$$R_{E,confus} = R_E \sqrt{2} \sqrt{\frac{(A_{obs} - 1) + f}{\sqrt{(A_{obs} - 1)^2 + 2(A_{obs} - 1)f}} - 1} . \quad (2.30)$$

On attend la relation suivante entre la durée observée et la durée réelle de l'événement :

$$\frac{\Delta t_{obs}}{\Delta t} = \frac{R_{E,confus}}{R_E} \leq 1 . \quad (2.31)$$

Si l'effet de confusion n'est pas pris en compte, la durée de l'événement est donc sous-estimée. La figure 2.9 donne l'évolution du rapport $\Delta t_{obs}/\Delta t$ en fonction du coefficient f .

La proximité des meilleures courbes d'amplification ajustées avec et sans effet de mélange peut induire une assez grande incertitude sur la détermination des paramètres de mélange, et donc sur la détermination des amplifications maximales lorsque le mélange est important.

Modification de l'astrométrie de l'étoile reconstruite

Comme nous le verrons au chapitre 4, le flux d'une étoile est estimé à l'aide de sa PSF (*Point Spread Function*). Le flux que nous recevons d'une étoile présentant un effet de confusion est une somme pondérée du flux provenant de plusieurs composantes (cf. figure 2.10). Soit Δx_0 le décalage du centre du profil lumineux par rapport au centre de l'étoile amplifiée, en dehors de la période d'amplification. Pendant la période d'amplification, ce

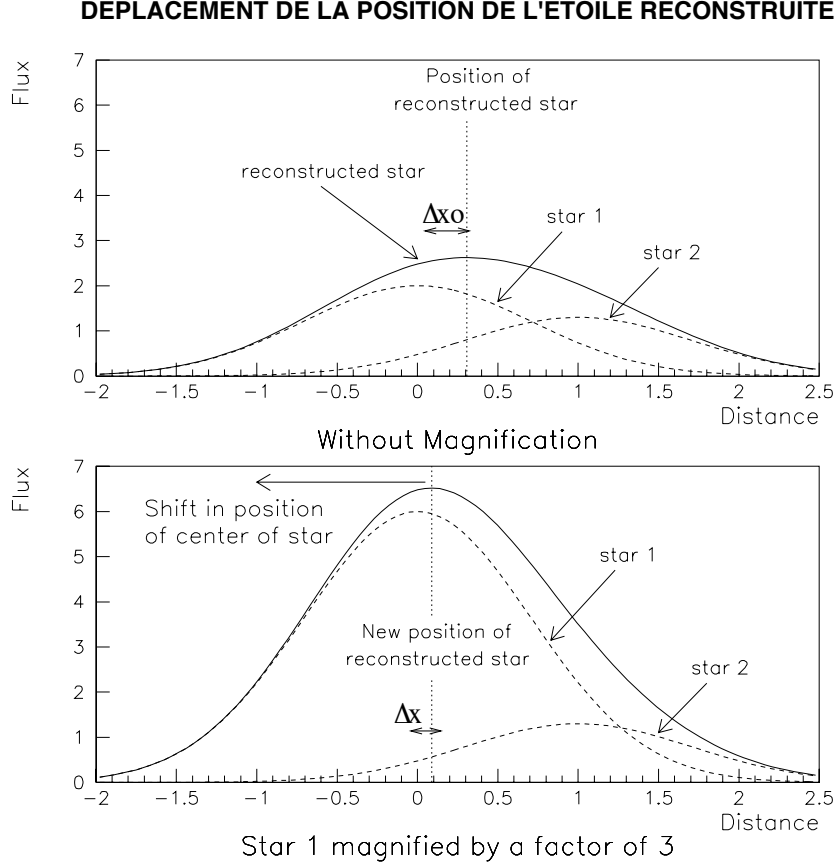


FIG. 2.10 – Déplacement du centroïde d’une étoile lors d’un événement avec effet de confusion. Les courbes tiretées représentent la PSF de deux étoiles qui se confondent pour donner l’étoile reconstruite (courbe pleine). Les traits verticaux représentent la position du centre de l’étoile reconstruite. Dans la figure du bas, le flux de l’étoile 1 a été amplifié par un facteur 3. (figure tirée de [Pal97a].)

centre lumineux se déplace vers l’étoile amplifiée suivant la relation [Gol98] :

$$\Delta x = \Delta x_0 \frac{A_{obs} - 1}{A_{obs}} = f \Delta x_0 . \quad (2.32)$$

La mesure d’un tel déplacement permettrait de contraindre la valeur du paramètre f .

2.5.3 Lentille binaire

La lentille peut être un système double. Dans le cas d’un ensemble de lentilles ponctuelles, les angles de déflexion s’ajoutent [Mao91] :

$$\hat{\alpha}(r) = \sum_i \frac{4Gm_i}{c^2} \frac{\vec{r} - \vec{r}_i}{|\vec{r} - \vec{r}_i|^2} . \quad (2.33)$$

2. L'effet de lentille gravitationnelle

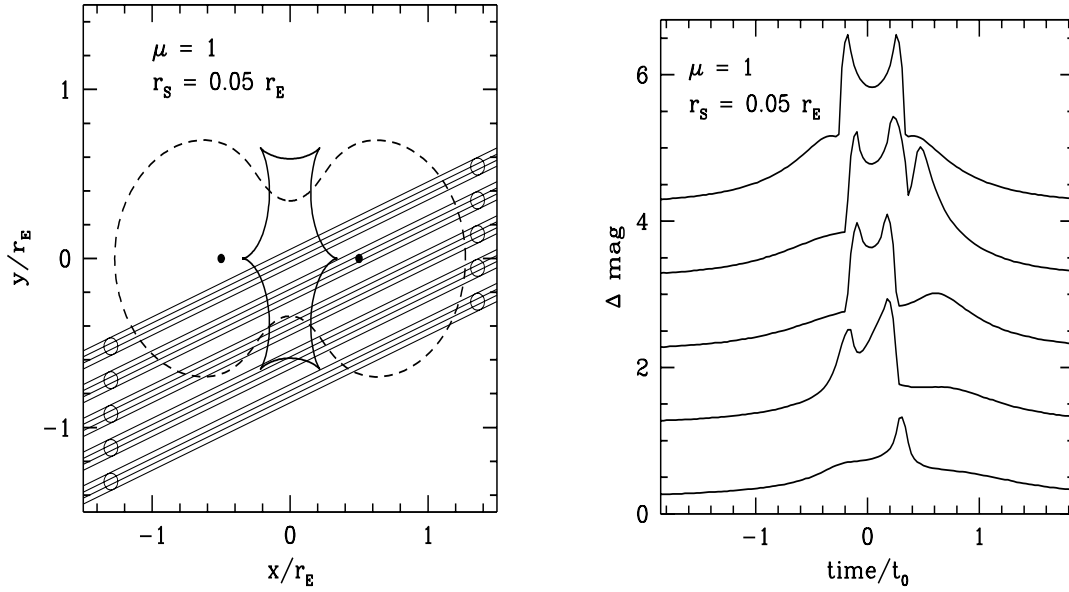


FIG. 2.11 – *Lentilles binaires.* Figure de gauche : Les deux défecteurs (de masses identiques) sont représentés par les deux points noirs. La courbe en pointillé est la courbe critique, la courbe pleine est la courbe caustique dans le plan de la source. Lorsque la source traverse la caustique, il y a formation d'une image sur la courbe critique. 5 trajectoires différentes sont considérées. Figure de droite : les 5 courbes d'amplification correspondant aux cinq trajectoires. (figures tirée de [Pac96].)

La prise en compte d'un tel phénomène nécessite l'introduction de sept paramètres. En plus de Δt , la durée caractéristique du phénomène, il est nécessaire d'introduire la fraction de masse du principal objet, la séparation entre les deux composantes et l'angle, dans le plan de la lentille, entre la ligne joignant les deux composantes et la vitesse projetée de la source. Nous avons vu que dans le cas ordinaire, la caustique se réduit à un point. Dans le cas de la lentille binaire, la forme de la caustique est plus complexe (cf. figure 2.11). On peut estimer [Mao91] qu'environ 10% des événements doivent montrer une déviation mesurable par rapport à l'effet ordinaire, à cause de la binarité de la lentille. Quelques événements sont compatibles avec cette interprétation; la figure 2.12 montre un tel événement.

2.5.4 Mouvements non-rectilignes

Jusqu'ici nous avons considéré des mouvements relatifs des différents protagonistes qui étaient rectilignes uniformes. Un déplacement de l'observateur $\vec{\delta}_0$ est équivalent à un déplacement $\vec{\delta}_S$ de la source projeté dans le plan lentille :

$$\vec{\delta}_S = (1 - x)\vec{\delta}_0 . \quad (2.34)$$

On voit sur la figure 2.13 les trois protagonistes observateur, lentille et source. La Terre

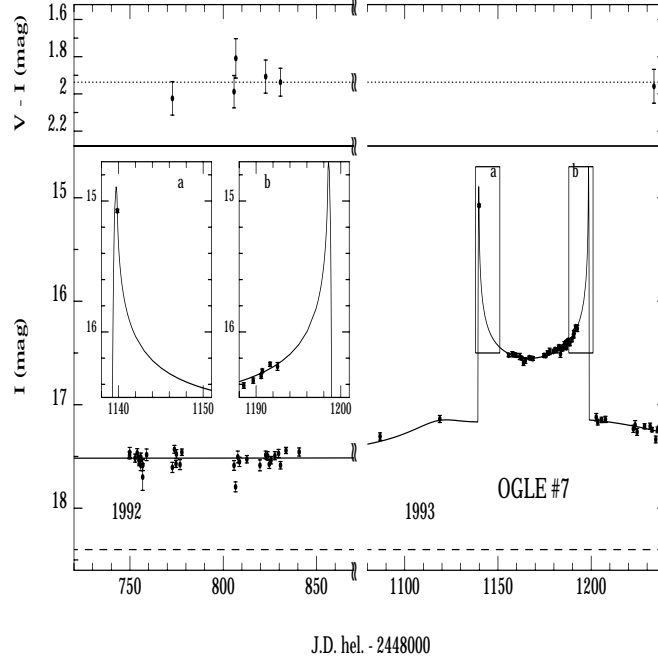


FIG. 2.12 – Événement microlentille OGLE # 7 dû à une lentille binaire. Les régions du passage des caustiques sont montrées dans les encarts. (figure tirée de [Uda94c].)

est représentée par le cercle plein à gauche. On observe une étoile située dans le plan source \mathcal{S} . La ligne de visée fait un angle β avec la direction du pôle nord écliptique. Dans le cas ordinaire on considère que la Terre et le Soleil sont situés au même endroit. La source est localisée au centre de l'ellipse en gris foncé à la position notée « centre de gravité du système » sur la figure 2.13.

Chacun des protagonistes est animé d'une vitesse, qui peut être non constante, notée \vec{v}_0 pour l'observateur, \vec{v}_D pour le déflecteur et \vec{v}_S pour la source. Le déflecteur se trouve en D et l'image de la source en S' dans le plan de la lentille. Le vecteur paramètre d'impact $\vec{D}\vec{S}' = \vec{x}$ s'écrit $\vec{x} = \vec{D}\vec{O} + x\vec{O}\vec{S}$. Sa dérivée par rapport au temps s'écrit alors en fonction de \vec{v}_0 , \vec{v}_D et \vec{v}_S :

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = (1 - x)\vec{v}_O - \vec{v}_D + x\vec{v}_S . \quad (2.35)$$

Le carré du paramètre d'impact $u^2(t) = \vec{x}^2$ s'obtient en intégrant l'équation 2.35 et peut alors être directement utilisé dans l'équation 2.19.

Deux types de mouvements non rectilignes uniformes sont étudiés ici : le mouvement de rotation de la Terre autour du Soleil (effet de parallaxe), et le cas où la source est un système multiple, chaque composante tournant autour du centre de gravité du système.

2. L'effet de lentille gravitationnelle

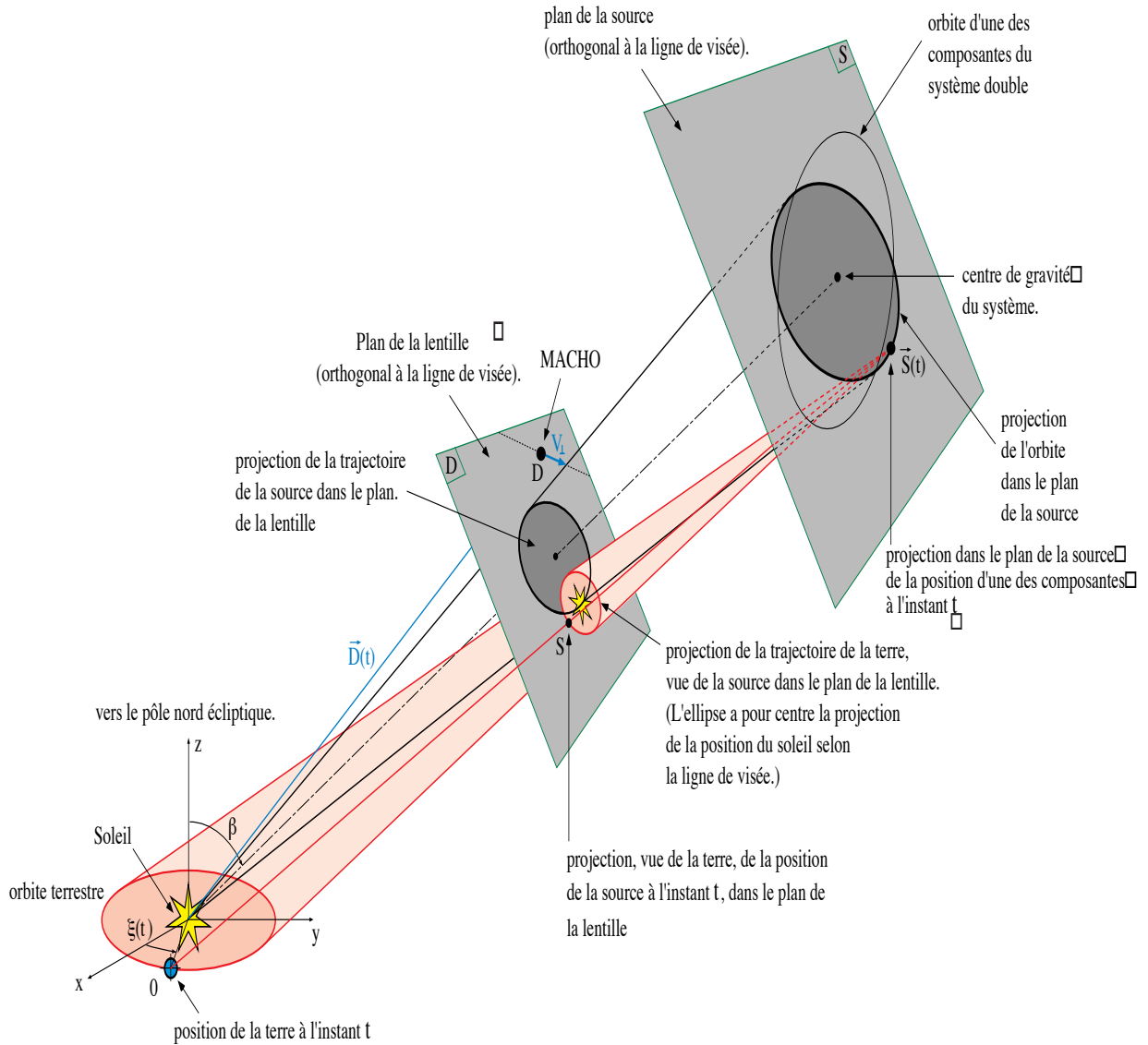


FIG. 2.13 – Schéma de principe de la géométrie associée aux effets de parallaxe et de source binaire. De gauche à droite on trouve l'observateur, situé sur la Terre effectuant sa révolution autour du Soleil. On trouve ensuite le plan de la lentille D perpendiculaire à la ligne de visée, puis le plan de l'étoile source S (à droite). La ligne de visée fait un angle β (appelé latitude écliptique) avec la normale à l'orbite terrestre. Dans le cas standard le mouvement relatif des différents protagonistes est supposé rectiligne uniforme et la source est considérée comme un astre unique. Dans le cas de la parallaxe, on prend en compte la variation de vitesse de l'observateur due à la révolution de la Terre qui, vue de la source, décrit en projection dans le plan de la lentille une ellipse de demi grand-axe δu , faisant un angle θ avec la trajectoire du déflecteur (MACHO). Dans le cas de la source binaire, chaque composante de la source décrit une ellipse autour du centre de gravité du système. Cette ellipse se projette dans le plan de la lentille (en gris foncé).

L'effet de parallaxe terrestre

Lorsque des observations sont effectuées en deux points extrêmes de l'orbite terrestre autour du Soleil, une étoile proche va sembler déplacée par rapport aux étoiles plus lointaines de la même région du ciel. Cet effet est appelé parallaxe. Pour des événements de microlentille de longue durée, le mouvement de rotation de la Terre autour du Soleil ne peut pas être approché comme un mouvement rectiligne uniforme. Si la vitesse de rotation de la terre n'est pas négligeable devant les autres vitesses, elle doit être incorporée dans le traitement de l'effet de lentille gravitationnelle via une modification de la variation du paramètre d'impact.

La courbe tenant compte de l'effet de parallaxe nécessite l'introduction de deux paramètres supplémentaires par rapport au cas ordinaire :

- $\delta u = a_{\oplus}(1 - x)/R_E$: le demi grand-axe de l'orbite terrestre a_{\oplus} projeté dans le plan lentille, exprimé en unités de rayon d'Einstein R_E ;
- θ : un angle décrivant l'orientation de la vitesse transverse de la lentille V_T par rapport au grand axe de la projection de l'orbite terrestre dans le plan de la lentille.

Vue depuis la source, l'orbite terrestre se projette dans le plan \mathcal{D} , suivant l'ellipse en gris clair de la figure 2.13. Vue depuis la Terre, la projection de la source dans le plan \mathcal{D} semble décrire cette même ellipse. Le mouvement apparent du déflecteur par rapport à la ligne de visée est la composition de son mouvement propre, du mouvement de la source et du mouvement non rectiligne uniforme de la Terre.

En intégrant par rapport au temps l'équation 2.35 on obtient :

$$\vec{x}(t) = \begin{cases} \delta u (\sin \xi(t) - \sin \xi(t_0)) + \frac{t-t_0}{\Delta t} \cos \theta - u_0 \sin \theta \\ \delta u \cos \beta (\cos \xi(t) - \cos \xi(t_0)) + \frac{t-t_0}{\Delta t} \sin \theta + u_0 \cos \theta \end{cases}, \quad (2.36)$$

où $\xi(t)$ est la phase associée à l'orbite de la Terre. On a retranché la position de la Terre à l'instant $t = t_0$ ($\delta u \sin \xi(t_0), \delta u \cos \beta \cos \xi(t_0)$) pour que les paramètres u_0 et t_0 coïncident avec la définition standard lorsqu'on néglige l'effet de parallaxe (t_0 correspond alors à l'instant de l'amplification maximale). Le carré du paramètre d'impact en fonction du temps $u^2(t) = \vec{x}^2$ peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} u^2(t) &= \frac{(t - t_0)^2}{\Delta t^2} + u_0^2 + \delta u^2 [\sin^2(\xi(t)) + \cos^2 \beta \cos^2(\xi(t))] \\ &\quad + 2u_0 \delta u [\cos \beta \cos \theta \cos(\xi(t)) - \sin \theta \sin(\xi(t))] \\ &\quad + 2 \frac{(t - t_0)}{\Delta t} \delta u [\cos \beta \sin \theta \cos(\xi(t)) + \cos \theta \sin(\xi(t))] , \end{aligned} \quad (2.37)$$

et peut être directement utilisé dans l'équation 2.19 pour obtenir la courbe d'amplification.

La courbe caractéristique d'un tel effet est différente de celle du cas standard (car asymétrique et un peu distordue) (cf. figure 2.14) quand le paramètre δu est grand (de l'ordre de l'unité).

2. L'effet de lentille gravitationnelle

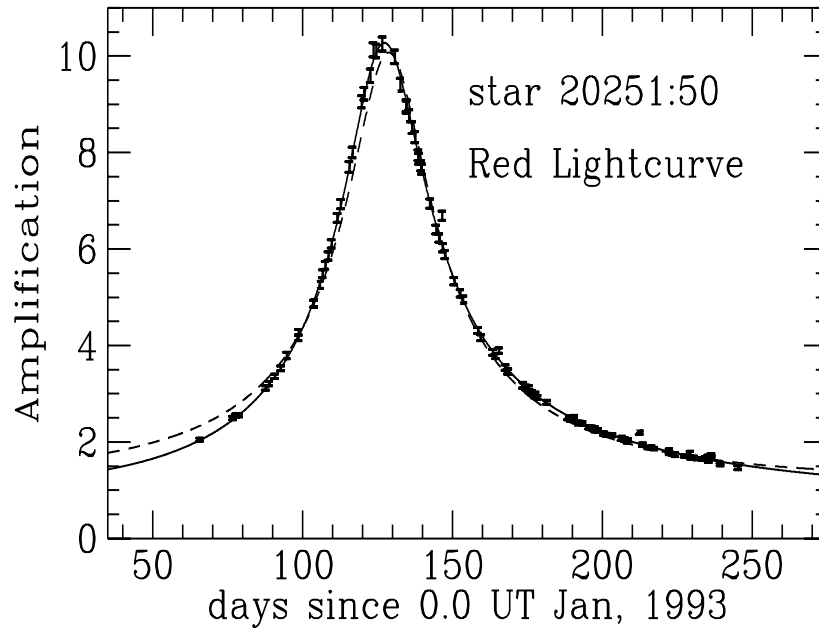


FIG. 2.14 – *Détection de la parallaxe : événement montrant une déviation par rapport à la courbe d'amplification de Paczyński, due au mouvement de révolution de la Terre autour du Soleil. La courbe en pointillés donne l'ajustement d'un effet de microlentille ordinaire. La courbe en trait plein donne l'ajustement avec un effet de parallaxe (figure adaptée de [Alc95b]).*

Source binaire

On peut estimer que la fraction d'étoiles du disque appartenant à des systèmes multiples est supérieure à 50% [Duq91]. Le formalisme lié au cas d'un effet de lentille sur une source binaire a été développé par différents auteurs [Gri92], [Dom96] et [Han97].

Considérons sur la figure 2.13 le cas où la source appartient à un système binaire. L'orbite d'une des composantes est représentée par l'ellipse vide. Celle-ci se projette dans le plan \mathcal{S} , perpendiculaire à la ligne de visée, suivant l'ellipse en gris foncé. La projection de la source dans le plan \mathcal{S} , à un instant t , se trouve en $S(t)$. Vue depuis la Terre l'orbite de la source se projette dans le plan \mathcal{D} suivant l'ellipse en gris foncé.

- *Une composante lumineuse* : Prenons le cas où une seule composante de la source va subir un effet de lentille observable, l'autre ne produisant pas ou peu de lumière. Par souci de simplification nous considérerons que l'orbite de la source est circulaire. Dans ce cas la description de la trajectoire de la source nécessite l'ajout de 5 paramètres supplémentaires :

- θ : un angle décrivant l'orientation relative de la vitesse transverse V_T du déflecteur

2.5. Les déviations aux effets de lentille ordinaires

par rapport au grand axe de la projection de l'orbite de la source dans le plan de la lentille;

- P_{orb} : la période de rotation du système;
- $\rho = ax/R_E$: le demi-grand axe a de l'orbite en unités du rayon d'Einstein projeté;
- η : l'angle entre la normale à l'orbite de la source et la ligne de visée;
- ϕ_0 : la phase de l'orbite de la binaire à $t = t_0$;

De façon similaire au cas de la parallaxe, on peut composer le mouvement de la source au mouvement du défecteur, et obtenir :

$$\vec{x}(t) = \begin{cases} -\rho \sin \xi(t) + \frac{t-t_0}{\Delta t} \cos \theta - u_0 \sin \theta \\ \rho \cos \eta \cos \xi(t) + \frac{t-t_0}{\Delta t} \sin \theta + u_0 \cos \theta , \end{cases} \quad (2.38)$$

avec

$$\xi(t) = \frac{2\pi}{P_{orb}}(t - t_0) + \phi_0 . \quad (2.39)$$

La signification de t_0 change ici de la convention habituelle, puisqu'il représente l'instant

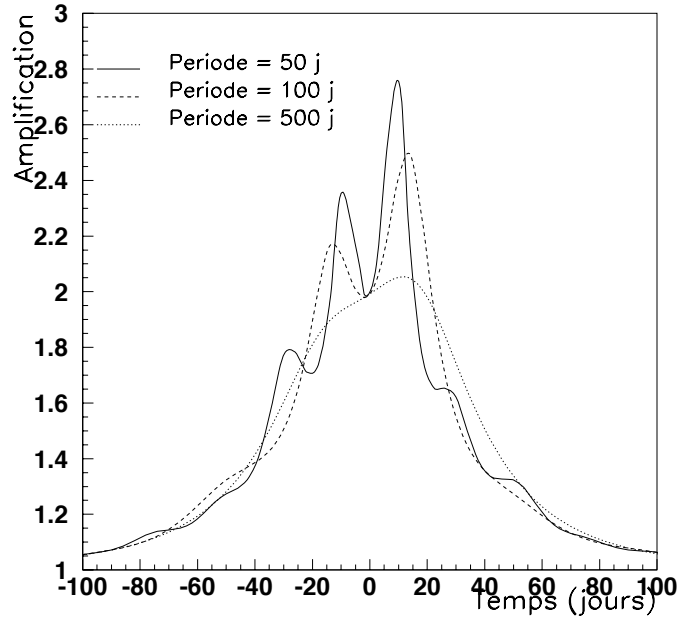


FIG. 2.15 – Courbes d'amplification d'une source binaire en rotation. On a pris $u_0 = 0.5$, $t_0 = 0$ et $\Delta t = 50$ jours, $\rho = ax/R_E = 0.5$, $\omega = 0.4$, $q = 0.5$, tous les autres paramètres sont mis à 0. la période P_{orb} prend les valeurs 50, 100 et 500 jours. Lorsque la période de la binaire est de l'ordre de la durée de l'événement, la forme de la courbe d'amplification est très éloignée du cas standard.

2. L'effet de lentille gravitationnelle

du minimum d'approche entre le défecteur et la projection du centre de gravité du système double dans le plan de la lentille⁶. En exprimant le paramètre d'impact $u^2(t) = \vec{x}^2$ dans l'équation 2.19, on obtient la courbe d'amplification.

Notons la très grande similitude de l'effet de parallaxe et de la source binaire l'un étant le cas miroir de l'autre; cet effet de symétrie se retrouve dans la formulation des demi grand-axes projetés δu et ρ dans lesquels interviennent respectivement le paramètre $(1 - x)$ et x .

- *Cas général:* Le cas général, avec deux composantes lumineuses, plus complexe, nécessite l'introduction de plus de paramètres. Le mouvement est décrit par les lois du mouvement à deux corps. On introduit un paramètre q donnant la fraction de masse prise par le principal objet. ρ est alors défini comme la distance a séparant les deux composantes, projetée dans le plan de la lentille, en unités de rayon d'Einstein: $\rho = ax/R_E$. La période P_{orb} est reliée à la masse totale du système M_T et à a par la troisième loi de Képler :

$$\frac{a^3}{P_{orb}^2} = \frac{GM_T}{4\pi^2} . \quad (2.40)$$

Les positions de chaque composante sont données par :

$$\vec{x}_1(t) = (1 - q)\vec{x}(t) \quad \text{et} \quad \vec{x}_2(t) = -q\vec{x}(t) , \quad (2.41)$$

où \vec{x} est donné par l'équation 2.38. A chaque composante de la source subissant un effet de lentille gravitationnelle, on associe un paramètre d'impact $u_i(t)$ et une amplification $A_i(t)$ donnée par l'équation 2.19. Enfin chaque composante étant lumineuse il faut introduire un paramètre ω donnant la fraction de luminosité du second objet. L'amplification au cours du temps $A(t)_{\text{source bin}}$, pour un effet de lentille avec une source binaire, peut alors s'écrire sous la forme :

$$A(t)_{\text{source binaire}} = (1 - \omega)A(u_1(t)) + \omega A(u_2(t)) . \quad (2.42)$$

Un exemple de courbes d'amplifications est donné sur la figure 2.15, où l'on peut remarquer que plusieurs pics peuvent apparaître. Des effets chromatiques peuvent aussi se produire puisque les deux composantes ne sont pas forcément de la même couleur.

2.5.5 Effet de lentille sur une étoile variable

Bien que la majorité des étoiles soient stables, il est *a priori* possible de détecter un effet de microlentille sur une étoile intrinsèquement variable.

6. Rappelons que t_0 est défini dans le cas ordinaire comme l'instant où le défecteur est au plus près de l'intersection entre la ligne Terre-source et le plan de la lentille.

Étoile intrinsèquement variable

La variabilité de l'étoile peut être modélisée, en première approximation, comme une modulation sinusoïdale du signal, caractérisée par trois paramètres : une période de variabilité P , une amplitude ρ et une phase ϕ_0 à l'instant t_0 . Le flux apparent $Flux(t)$ de l'étoile au cours du temps s'écrit alors :

$$Flux(t) = F_{base} \left(1 + \rho \sin \left(2\pi \frac{t - t_0}{P} + \phi_0 \right) \right), \quad (2.43)$$

où F_{base} est le flux de base de l'étoile. Une telle variabilité a pu être mise en évidence par EROS [Pal97b] sur le résidu de l'ajustement d'un effet standard du premier candidat observé vers le SMC par les expériences EROS et MACHO.

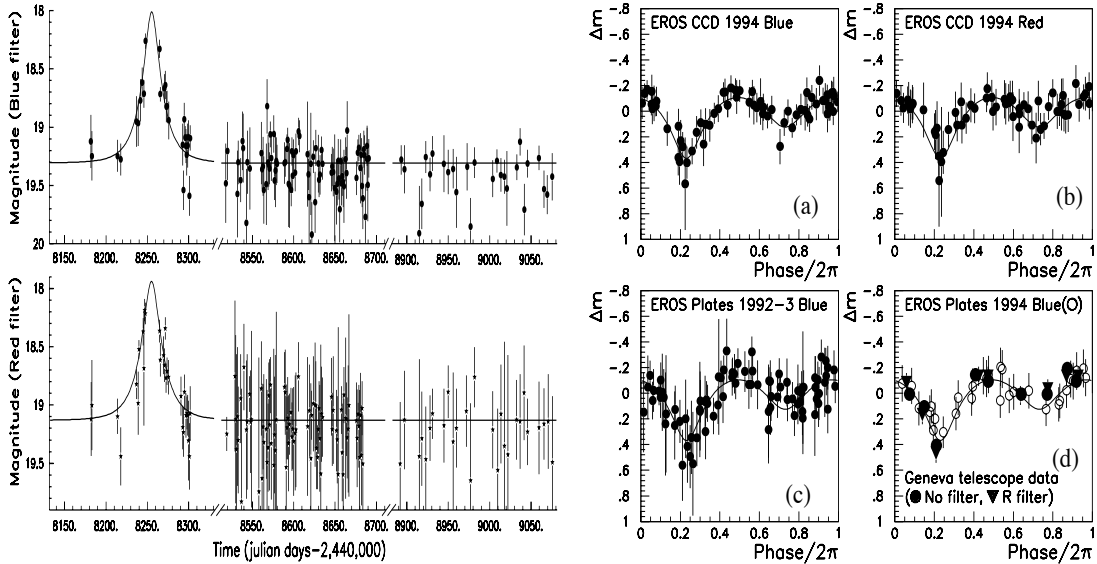


FIG. 2.16 – Courbes de lumière du candidat EROS # 2. Figure de gauche : avec le filtre EROS 1 bleu (en haut), en rouge (en bas). Le meilleur ajustement standard est superposé. Figure de droite : Courbe du résidu par rapport au meilleur ajustement du candidat EROS # 2, repliée selon une période de 2.8 jours. Données provenant de : (a) mesures EROS CCD dans le filtre bleu, (b) mesures EROS CCD dans le filtre rouge, (c) mesures EROS plaques pour les années 1992 et 1993 dans le filtre bleu, (d) mesures EROS plaques avec le filtre bleu (cercles ouverts), mesures prises au télescope suisse sans filtre (cercles fermés) et avec un filtre R-Gunn (triangles). La courbe représente l'ajustement utilisé pour décrire la modulation. (d'après [Ans95])

Binaire à éclipse

L'effet de lentille sur un système d'étoiles binaires à éclipses (système d'étoiles rapprochées en rotation) de période 2.8 jours et de 0.5 magnitude d'amplitude, a été mis en

2. L'effet de lentille gravitationnelle

évidence sur le candidat EROS #2 [Ans95]. La figure 2.16 à gauche donne la courbe de lumière du candidat EROS # 2. La figure 2.16 à droite présente la courbe du résidu de cet ajustement, repliée sur la période orbitale du système.

2.6 Notion de profondeur optique

La profondeur optique vers une cible donnée représente la fraction du ciel couverte par les disques d'Einstein de toutes les lentilles observables (de paramètre d'impact $u_0 < 1$) situées entre l'observateur et la cible. Elle représente la probabilité pour une source ponctuelle de subir un effet de microlentille gravitationnelle avec une amplification supérieure à 34%.

Soit $g(M)dM$ la fraction d'objets de masse dans la gamme $[M, M + dM]$; elle est normalisée par :

$$\int_{M_{min}}^{M_{max}} dM g(M)_i = 1 . \quad (2.44)$$

A une distance D_d le nombre dn_{lens} de déflecteurs dans l'angle solide $d\Omega$, de masse comprise entre $[M, M + dM]$ est donné par :

$$dn_{lens} = \frac{\rho(D_d)g(M)}{M} d\Omega D_d^2 dM dD_d , \quad (2.45)$$

où $\rho(D_d)$ est la densité de masse des déflecteurs. Chaque lentille occupant une surface πR_E^2 , la contribution à la profondeur optique de ces objets est donnée par :

$$d\tau(M, M+dM) = \int_0^{D_s} \frac{\pi R_E^2}{d\Omega D_d^2} dn_{lens} , \quad (2.46)$$

avec $R_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_d(D_s - D_d)}{D_s}}$. La profondeur optique totale τ vaut donc :

$$\begin{aligned} \tau &= \int_{M_{min}}^{M_{max}} d\tau(M, M+dM) \\ &= \int_{M_{min}}^{M_{max}} \int_0^{D_s} \frac{4\pi G}{c^2} \rho(D_d) \frac{D_d(D_s - D_d)}{D_s} g(M) dM dD_d \\ &= \int_{M_{min}}^{M_{max}} g(M) dM \int_0^{D_s} \frac{4\pi G}{c^2} \rho(D_d) \frac{D_d(D_s - D_d)}{D_s} dD_d \\ &= \int_{M_{min}}^{M_{max}} g(M) dM \frac{4\pi G}{c^2} D_s^2 \int_0^1 \rho(x) x(1-x) dx \\ &= \frac{4\pi G}{c^2} D_s^2 \int_0^1 \rho(x) x(1-x) dx , \end{aligned} \quad (2.47)$$

où $x = D_d/D_s$ est le rapport entre les distances observateur-défecteur et observateur-source. Cette expression est indépendante de la distribution de masse des lentilles $g(M)$.

2.7. Caractéristiques du signal attendu

On peut estimer un ordre de grandeur de la profondeur optique due à la Galaxie vers le Grand Nuage de Magellan (LMC) en répartissant de manière uniforme la masse de la Galaxie entre le Centre Galactique et le LMC. La masse totale de la Galaxie incluse dans un rayon de 50 kpc (distance au LMC) est donnée par :

$$\frac{GM_{Galaxie}}{D_{LMC}} \sim G\rho \frac{D_{LMC}^3}{D_{LMC}} \sim v_{rot}^2(50\text{kpc}) . \quad (2.48)$$

En combinant les différentes équations on obtient ainsi :

$$\tau \sim \left(\frac{v_{rot}}{c}\right)^2 \sim 5.10^{-7} . \quad (2.49)$$

2.7 Caractéristiques du signal attendu

Les caractéristiques essentielles concernant les événements microlentilles ordinaires et leur validité pour des événements exotiques, dans la limite d'une parfaite efficacité de détection sont :

- **unicité**: cette caractéristique est l'une des spécificités du signal qui se conserve même lors d'événements non standards. Toutefois dans de rares cas de sources ou de lentilles binaires suffisamment éloignées on peut s'attendre à voir deux phases d'amplification importante à quelques semaines d'intervalle;
- **achromatisme**: des deux caractéristiques liées à l'achromatisme, simultanéité et amplification égale dans les deux couleurs, seule la deuxième peut être perdue dans le cas de l'effet de confusion. Cet effet n'étant pas à négliger dans des champs aussi encombrés que ceux d'EROS II, l'achromatisme ne sera requis qu'avec de grandes précautions;
- **symétrie**: nous avons vu que la plupart des effets exotiques, en particulier la parallaxe, peuvent briser la symétrie du signal par rapport à l'instant du maximum. On peut cependant remarquer que cette symétrie est respectée loin du maximum d'amplification, en particulier la valeur du flux de l'étoile doit revenir à l'identique de ce qu'elle était avant l'événement

De plus si plusieurs candidats sont trouvés, différentes propriétés statistiques doivent être vérifiées :

- les étoiles sources doivent représenter un lot homogène de la population stellaire observée (en particulier leur luminosité et leur couleur);
- la distribution du paramètre d'impact u_0 , corrigée d'acceptance, doit être uniforme entre 0 et la coupure expérimentale $u(A_{min})$;
- la durée des événements Δt et leur amplification maximale A_{pic} doivent être non corrélés.

2. L'effet de lentille gravitationnelle

Pour finir ce chapitre et avant d'entamer la description de l'expérience et du programme scientifique je conclurai en rappelant les arguments de *B. Paczyński* [Pac96] en faveur de l'interprétation des candidats observés à ce jour comme événements de microlentille :

- les courbes de lumière observées sont achromatiques, leur forme est bien décrite par une forme théorique simple;
- la distribution des facteurs d'amplification correspond à ce qui est attendu théoriquement [Uda94b];
- les événements dus à des lentilles doubles ont été détectés, approximativement avec le taux attendu;
- l'effet de parallaxe a été observé;
- le spectre du seul événement qui a été suivi spectroscopiquement [Ben95] est constant durant la période d'amplification;
- la barre du Centre Galactique (CG) a été redécouverte par les mesures de profondeur optique :

$$\tau_{CG} \sim \begin{cases} 3.9_{-1.2}^{+1.8} \times 10^{-6} & \text{(MACHO [Alc97b])} \\ 3.3 \pm 1.2 \times 10^{-6} & \text{(OGLE [Uda94b])} \end{cases} \quad (2.50)$$

- La profondeur optique τ_{LMC} mesurée vers le LMC est petite :

$$\tau_{LMC} \sim \begin{cases} 0.82 \times 10^{-7} & \text{(EROS, avec 2 candidats [Ans96c]),} \\ 2.1_{-0.7}^{+1.1} \times 10^{-7} & \text{(MACHO, avec 6 candidats [Alc97a])} \end{cases} \quad (2.51)$$

Les points de non consensus sont :

- où sont situés les objets responsables des effets de lentille vers le bulbe ? Sont-ils principalement des objets du bulbe ou du disque ?
- où sont situés les objets responsables des effets de lentille vers le LMC et le SMC ? Sont-ils dans le disque de la Galaxie, dans le halo de la Galaxie ou dans les Nuages de Magellan ?

Lorsqu'un événement est détecté et sa courbe de lumière mesurée, on peut déterminer trois paramètres : Δt , t_0 et u . Seul Δt est relié aux paramètres physiques de la lentille comme la masse de la lentille, les distances de la source et de la lentille, la vitesse transverse relative de la lentille. Pour donner des éléments de réponse sur la localisation des lentilles, nous avons vu que la recherche de déviation aux effets ordinaires de microlentille doit permettre de contraindre les paramètres physiques de la lentille. Une telle recherche sera exposée sur les candidats trouvés dans le chapitre 6.

Le programme scientifique et l'appareillage d'EROS II vont maintenant être présentés. En particulier on montrera l'intérêt du programme BRAS SPIRAUX pour répondre aux points de non consensus.

3. APPAREILLAGE ET PROGRAMME SCIENTIFIQUE D'EROS II

Comme nous venons de le voir à la fin du chapitre 2, s'il y a consensus sur la découverte d'événements de microlentille gravitationnelle, leur taux est encore mal connu et la localisation des lentilles reste incertaine. Il est alors apparu nécessaire de gagner un ordre de grandeur dans le nombre d'événements observés, et par là même dans le nombre d'étoiles suivies. Pour ce faire la collaboration EROS a conçu un nouvel appareillage permettant un suivi automatique d'un grand nombre d'étoiles chaque nuit, et ce durant plusieurs années.

Le premier volet de ce chapitre donne une description succincte de cet appareillage. Une présentation plus détaillée de l'optique, des caméras et de la cryogénie peut être trouvée dans [Bau97]. Pour la partie informatique en ligne on se reportera à [Pal97a] et pour les parties relatives au pointage et au guidage à [Man97].

Le deuxième volet du chapitre est consacré à la description des programmes scientifiques d'EROS II. En particulier nous détaillons le programme BRAS SPIRAUX, consistant en la recherche d'événements de microlentille gravitationnelle vers quatre lignes de visée, dans le plan galactique, suffisamment éloignées du Centre Galactique pour s'affranchir de la « contamination » en événements dus au Bulbe Galactique (une présentation détaillée des composantes de la Galaxie est proposée au chapitre 8).

L'expérience est installée à l'Observatoire Européen Austral (ESO, *European Southern Observatory*) à La Silla au Chili. Ce site a été choisi par les autorités de l'ESO pour la qualité du ciel et le grand nombre de nuits photométriques¹, en moyenne 220 par an. La collaboration peut y observer les Nuages de Magellan, uniquement visibles de l'hémisphère sud, et les régions proches du Centre Galactique.

3.1 L'appareillage d'EROS II

3.1.1 L'optique et les caméras

Le télescope dédié à l'expérience est le MARLY, construit par les observatoires de Marseille et de Lyon. C'est un télescope de type Ritchey-Chrétien avec un miroir primaire

1. En première approximation, une nuit est dite photométrique s'il y a au moins six heures consécutives de ciel dégagé avec un faible taux d'humidité.

3. Appareillage et programme scientifique d'EROS II

de 1m de diamètre. Il est installé dans l'ancienne coupole du GPO (*Grand Prisme Objectif*) qui accueillait déjà la première phase du programme EROS. Les caractéristiques générales de l'instrument ont été modifiées pour permettre une prise de données massive en vue d'une recherche d'événements microlentilles :

- L'ouverture initiale de l'instrument a été changée de F/8 à F/5 avec l'aide d'un réducteur de focale;
- Un prisme dichroïque permet de séparer le faisceau lumineux incident en deux voies, en fonction de la longueur d'onde, permettant la prise de données simultanée dans deux couleurs². Ces voies sont appelées voie « rouge » (longueur d'onde λ entre 620 et 920 nm, pic à 760 nm) et voie « bleue » (λ entre 420 et 720 nm, pic à 560 nm);
- Au foyer de chaque voie est placée une caméra CCD, refroidie à 180K, composée d'une mosaïque de 2×4 CCD LORAL (modèle 2k3eb) de 2048×2048 pixels, couvrant sur le ciel un champ de $0.7^\circ \times 1.4^\circ$, avec un échantillonnage de 0.6 secondes d'arc par pixel. Ces caméras sont appelées « caméra rouge » et « caméra bleue ».

Le montage optique est illustré sur la figure 3.1. La figure 3.2 montre les bandes passantes des deux voies. Le grand axe des mosaïques est, en première approximation, parallèle à l'axe des déclinaisons (δ). Pour l'analyse, chaque CCD est divisé en quatre quarts notés k, l, m et n. Ce découpage, et l'orientation des caméras, sont illustrés sur la figure 3.3.

3.1.2 Contrôle du télescope

Position et mouvements du télescope

Le système d'entraînement du MARLY avait été conçu et réalisé par une équipe de l'OHP³. Dans le cadre d'EROS II, des adaptations et des modifications ont été nécessaires. Elles ont été effectuées à l'OHP par la même équipe que précédemment, sous la responsabilité du LAL (*Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire*). Le télescope possède une monture équatoriale dont les deux axes sont appelés axe α et axe δ . Le premier est aligné avec l'axe de rotation de la Terre et permet, en première approximation, de compenser la rotation terrestre pour suivre un champ sur le ciel. Les axes du télescope sont entraînés par des engrenages de type roue vis-tangente, dont le rapport est 360. Chaque vis-tangente est directement entraînée par un moteur couple, équipé d'un codeur avec 655360 pas par tour. La position absolue de chacun des deux axes est contrôlée par un codeur monté directement à l'extrémité des axes, avec une précision de 10 secondes d'arc.

2. On rappelle que la forme du signal microlentille est indépendante de la longueur d'onde.

3. Observatoire de Haute-Provence, CNRS/INSU.

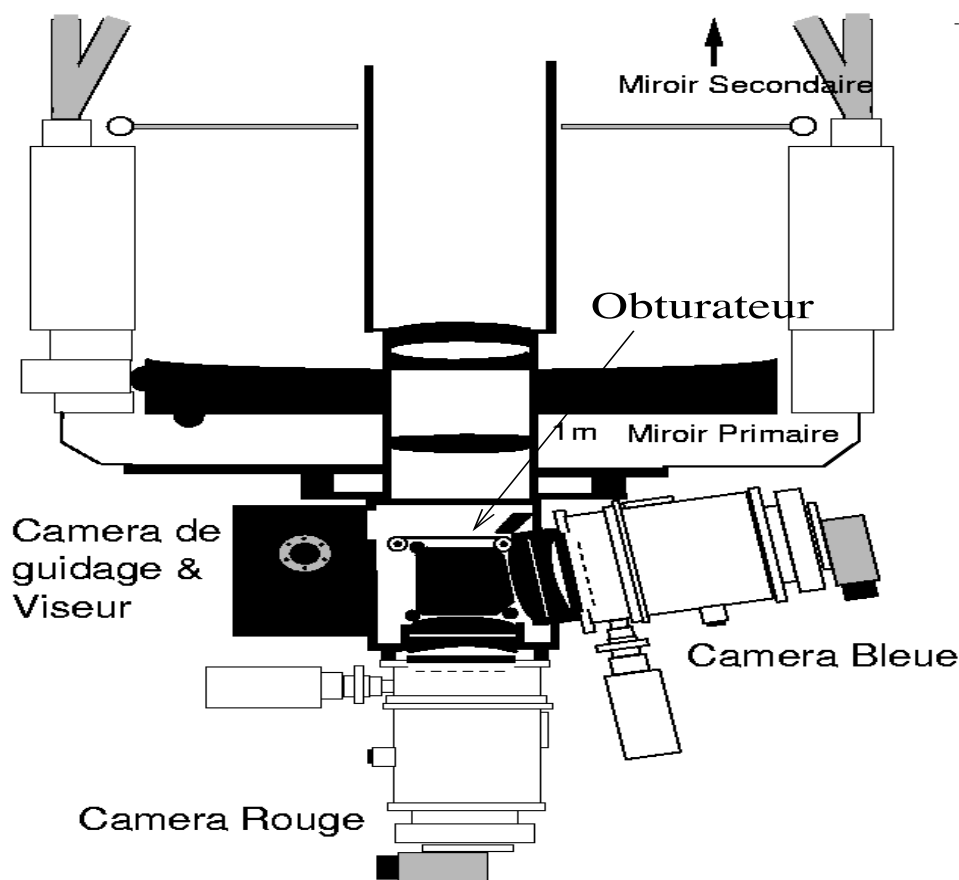


FIG. 3.1 – Schéma de l'appareillage optique. Le miroir secondaire n'est pas représenté. Sont indiqués, le miroir primaire, l'optique du guidage, l'obturateur situé devant le cube dichroïque. Ce dernier divise le faisceau incident en deux voies bleue et rouge. Chaque plan focal est équipé d'une caméra (caméra rouge et caméra bleue).

L'optique du viseur

Une optique intégrée permet d'exploiter pour le guidage une partie du champ non utilisé (cf. figure 3.1), permettant ainsi de bénéficier de toute la surface collectrice du miroir primaire; le centre de ce champ prélevé et analysé par la caméra de guidage est décalé de $\Delta\delta = 0^\circ$ et $\Delta\alpha = 0.7^\circ$ (à $\delta = 0^\circ$) du centre des mosaïques. La magnitude limite des étoiles qui peuvent servir pour asservir le télescope est de 15 à 16. Un obturateur monté devant la caméra de guidage permet au système d'être autonome par rapport aux deux grandes caméras. La caméra de guidage est de type HISIS44 de la société LE2IM équipée d'un CCD KODAK avec 1536×1024 pixels de $9\mu\text{m}$, permettant de couvrir sur le ciel un champ de $9' \times 6'$. La procédure du choix de la caméra est décrite dans [Man97].

3. Appareillage et programme scientifique d'EROS II

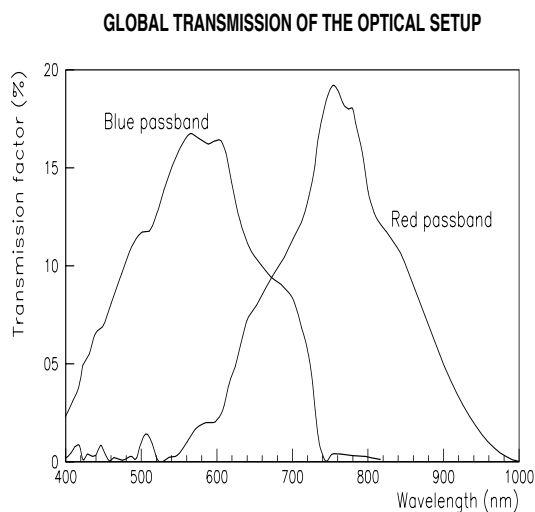


FIG. 3.2 – Facteur de transmission global de l'optique.

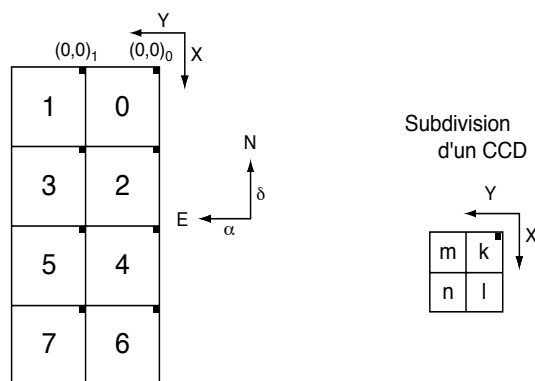


FIG. 3.3 – Orientation d'une mosaïque sur le ciel : le grand axe est approximativement parallèle à l'axe δ Nord-Sud des déclinaisons. Les CCD sont numérotés de 0 à 7. Pour le traitement hors ligne des données, une division en 4 quarts de CCD est adoptée.

Contrôle-commande du système

Le contrôle est effectué par un programme exécuté en permanence sur un PC. Une carte de commande d'axes (carte GALAXE), montée dans le châssis du PC, contrôle et commande à chaque instant la position du télescope, de la coupole et du miroir secondaire pour la focalisation. Elle assure l'asservissement des moteurs des axes α et δ à partir des indications des codeurs. Le programme du PC réalise l'asservissement par les codeurs d'axe. Il vérifie aussi que le télescope est dans la zone de sécurité, c'est-à-dire à plus de 25° au-dessus de l'horizon. Outre cette sécurité, une ampoule de mercure, montée sur le télescope, coupe les moteurs au-dessous d'une inclinaison de 10° . Le PC est relié, par l'intermédiaire d'une liaison série (RS232), à une des stations VME.

Une fois que le télescope est positionné, on veut réaliser un asservissement qui agisse sur les moteurs des axes α et δ de façon à maintenir le champ fixe sur les CCD pendant la prise d'image (phase de guidage). Le pointage et le démarrage du guidage durent environ 1 minute 30 s et se font pendant la lecture des deux caméras principales (~ 50 s), de façon à contribuer le moins possible au temps mort entre deux clichés.

Pour asservir la position du télescope pendant les poses, la procédure se décompose

comme suit :

- Le télescope et la coupole sont positionnés sur le champ désiré;
- Le télescope est mis en entraînement : l'axe α est mis en rotation à la vitesse de 15 secondes d'arc par seconde de temps pour compenser la rotation terrestre;
- Une étoile guide est recherchée dans le champ de la caméra de guidage;
- La position de cette étoile est ensuite mesurée périodiquement (toutes les 2 à 10 secondes) et asservie à sa position initiale.

À la fin de chaque nuit, un journal de bord du système de guidage est transféré jusqu'au LAL. L'évolution au cours du temps de la qualité du pointage-guidage a fourni de précieuses indications sur les variations de réglage ou de qualité de l'instrument : focalisation, usure de la mécanique ...

Le mouvement du télescope lors d'un cliché doit, éventuellement, s'accompagner de mouvements de la coupole, pour garder l'ouverture sur le ciel en face du miroir. La position de la coupole est mesurée au moyen d'une roue entraînant un potentiomètre. Un interrupteur magnétique, placé sur le pourtour de la coupole, permet la mise à zéro du potentiomètre. Ce système de positionnement a une dynamique de 2.5 tours de coupole et une précision de 2.5 cm au niveau du périmètre de la coupole, suffisante pour garantir un bon positionnement (la fente de la coupole ayant une largeur de un mètre).

Quelques limitations du pointage/guidage

Nous allons donner ici quelques idées sur les limitations actuelles du système. Certaines sont liées au système de pointage/guidage, d'autres sont inhérentes à l'utilisation d'un grand champ.

- *Répétabilité du pointage* : Le modèle de pointage utilisé est décrit dans [Man97]. Ce modèle permet de pointer vers les coordonnées « instrumentales » à partir des coordonnées « vraies » (α, δ) en effectuant des corrections prenant en compte la précession, l'aberration, la réfraction. De plus il prend en compte des défauts du télescope (l'axe de rotation n'est pas parfaitement aligné avec l'axe des pôles). Les imperfections de ce modèle ne provoquent qu'une perte très faible du recouvrement entre les différents clichés d'un même champ. À l'heure actuelle le choix de l'étoile guide peut différer d'un cliché à l'autre pour un même champ. Une amélioration consisterait à retrouver toujours la même étoile guide et lui imposer toujours la même position sur la caméra de guidage.

- *Limitations du guidage dues à l'utilisation d'un grand champ* : Supposons qu'on observe une étoile de distance zénithale réelle z_t (au zénith, $z_t = 0^\circ$, à l'horizon $z_t = 90^\circ$). À cause de la réfraction atmosphérique, la distance zénithale mesurée z_m est égale à $z_t - R$. La

3. Appareillage et programme scientifique d'EROS II

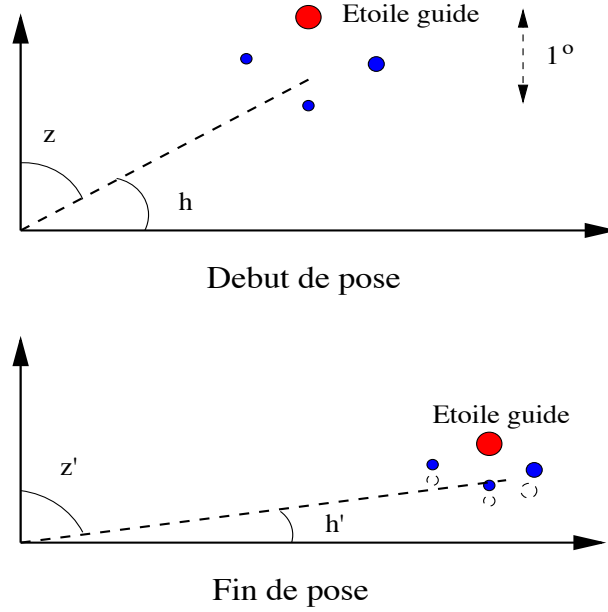


FIG. 3.4 – Effet de la réfraction sur le guidage lors d'un cliché à basse altitude. L'étoile guide est représentée par le gros point, 3 autres étoiles sont aussi représentées. En début de pose (resp. fin de pose) le centre de la mosaïque est situé à une hauteur h (resp. h') au-dessus de l'horizon. En fin de cliché l'étoile guide, située à 1° au-dessus des étoiles suivies les plus basses est moins réfractée que ces dernières.

valeur de R peut être obtenue par le calcul suivant [All76] :

$$R = 58.3'' \times \tan z_m - 0.067'' \times \tan^3 z_m . \quad (3.1)$$

Durant un cliché la hauteur de la cible varie et avec elle l'effet de réfraction. Si l'écart entre l'étoile guide et les étoiles qui en sont le plus éloignées varie significativement (de l'ordre de $1''$) durant la pose (cf. figure 3.4), cette variation se traduit par l'étalement de ces étoiles sur le CCD. La différence de réfraction ΔR entre une étoile guide, située à une distance zénithale z , et une étoile, située à une distance zénithale $z + \Delta z$ est donnée par :

$$\Delta R \simeq \frac{dR}{dz} \Delta z . \quad (3.2)$$

L'étalement σ de l'étoile durant une pose T_{pose} est alors donnée par la variation de cette différence :

$$\sigma \simeq \frac{d(\Delta R)}{dt} T_{pose} = \frac{\partial(\Delta R)}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} T_{pose} \simeq \frac{d^2 R}{dz^2} \frac{\partial z}{\partial t} T_{pose} \Delta z . \quad (3.3)$$

Les valeurs typiques de $d^2 R/dz^2$ sont données dans le tableau 3.1 pour de grandes distances zénithales (petites hauteurs sur l'horizon). La distance zénithale maximale permise par l'instrument est de 65° ; l'écart maximal Δz entre une étoile guide et une étoile de la mosaïque est d'environ un degré; $\partial z/\partial t$ est de l'ordre de $15''/s = 4.17 \times 10^{-3} (^\circ)/s$. Durant

un cliché de cinq minutes (ce qui est typique des temps de pose utilisés) les étoiles les plus éloignées de l'étoile guide présenteront alors un allongement d'environ :

$$\sigma \approx 0.41(" / ^\circ / ^\circ) \times 4.17 \times 10^{-3} (^{\circ}) / \text{s} \times 300 \text{s} \times 1^{\circ} \approx 0.5'' . \quad (3.4)$$

z_m°	$dR/dz(" / (^{\circ}))$	$d^2 R/dz^2(" / (^{\circ}) / (^{\circ}))$
60	4	0.24
65	5.6	0.41
70	8.5	0.80

TAB. 3.1 – Effet différentiel de la réfraction pour différentes distances apparentes au zénith z_a : dérivées première et seconde par rapport à z .

3.1.3 Le système d'acquisition des données

A chaque pose nous enregistrons 16 images, chacune correspondant à un CCD d'une des deux caméras. Chaque image a une taille de 8 Mégaoctets. En moyenne nous prenons 60 poses par nuit. La quantité de données enregistrée chaque nuit est donc importante, environ 8 Gigaoctets. Pour minimiser les temps morts entre chaque pose il faut un système de lecture et de transfert des images qui soit rapide et robuste. Chaque caméra possède son propre contrôleur et système d'acquisition VME. Un DSP (*Digital Signal Processor*) contrôle les cartes drivers fournissant la tension et le gain des CCD. La valeur des pixels est transférée du DSP jusqu'aux châssis VME par des fibres optiques. Le contrôle-commande du système est réalisé par le programme CATI (*Calibration, Acquisition et Traitement d'Images*) adapté d'EROS 1. Ce programme effectue les tâches suivantes :

- La surveillance de l'électronique de lecture;
- La communication avec l'obturateur et la cryogénie;
- La communication avec le système de contrôle du télescope;
- La visualisation des images en ligne;
- L'archivage des images sur des stations DEC-ALPHA.

L'ensemble des données des deux mosaïques est transféré sur les stations ALPHA dans le format FITS⁴ en trois minutes. Les images vont alors y subir la chaîne de traitement décrite ci-dessous.

La réduction des données

La première étape du traitement consiste à calibrer la réponse de chaque pixel pour toutes les images. La charge S_{ij} d'un pixel dépend du nombre de photons provenant du

4. *Flexible Image Transport System.*

3. Appareillage et programme scientifique d'EROS II

ciel et des étoiles N_{ij} , du signal d'obscurité O_{ij} , du gain de la chaîne d'électronique, et de l'efficacité relative ϵ_{ij} :

$$S_{ij} = g \times \epsilon_{ij} \times N_{ij} + O_{ij} . \quad (3.5)$$

L'efficacité ϵ_{ij} du pixel dépend :

- de la transmission spatiale jusqu'à la mosaïque (vignelage⁵, poussières etc.);
- de l'efficacité quantique individuelle de chaque pixel.

Le paramètre qui nous intéresse est le nombre N_{ij} de photons reçus par le pixel. Pour une plage de lumière uniforme, le nombre de photons incidents à l'entrée du télescope N_u est indépendant du pixel et le contenu F_{ij} du pixel (i,j) vaut :

$$F_{ij} = g \times \epsilon_{ij} N_u + O_{ij} . \quad (3.6)$$

L'utilisation d'une telle image appelée image de « champ plat » avec une image d'obscurité (obtenue avec un temps de pose nul), permet de construire l'image dite « image réduite », dont la valeur de chaque pixel est donnée par :

$$N_{ij} = N_u \times \frac{S_{ij} - O_{ij}}{F_{ij} - O_{ij}} . \quad (3.7)$$

Cette procédure uniformise la réponse de chaque pixel d'un CCD. Les défauts d'uniformité d'éclairement du champ plat se traduisent par de lentes dérives dans la valeur de N_u , ce qui donne de petites différences d'un CCD à l'autre.

Une série de 8 clichés à temps de pose nul et à temps de pose constant (4-5 s) sont pris chaque fin d'après-midi. On construit alors les images O_{ij} et F_{ij} et on les nettoie avec un filtre médian qui élimine les accidents de détection (cosmiques).

Estimation de la qualité des données

Un programme détermine sur chaque image, entre autres, les valeurs de fond de ciel, de seeing⁶ et un nombre approximatif d'étoiles. Ceci permet d'avoir en ligne une estimation de la qualité des données.

Sauvegarde des images sur bande

En fin de nuit les images brutes ainsi que les images réduites sont copiées sur des bandes DLT qui sont transférées au CCIN2P3⁷ de Lyon pour le traitement hors-ligne;

5. Le vignelage est un phénomène d'obturation différentielle en fonction de la position dans le plan focal. Pour une étoile en bord de champ le flux reçu sera plus faible que si cette même étoile se trouvait au centre du champ.

6. Le seeing est la largeur à mi-hauteur de la distribution du flux lumineux d'une étoile sur l'image, et dépend de la turbulence atmosphérique, de la qualité de l'optique et de la qualité du guidage

7. Centre de Calcul de l'IN2P3

là se trouve la Base de Données de l'expérience EROS. Cette base permet, entre autres, de piloter le logiciel de réduction photométrique nécessaire à la création des courbes de lumière des étoiles étudiées (cf. chapitre 4).

systemes d'alerte

L'expérience EROS II possède deux systèmes d'alerte. L'un est dédié à la recherche de supernovæ [Har98], l'autre à la recherche de microlentilles [Gau97]. Ces systèmes d'alerte tournent avec un délai de quelques heures. Comme on l'a vu au chapitre 2, nous sommes intéressés à détecter des déviations aux effets ordinaires de microlentille (effet de parallaxe entre autres). Pour avoir une chance de mesurer ces effets, il faut disposer de courbes de lumière bien échantillonnées durant la période d'amplification. Le traitement des images hors ligne, comme celui qui est présenté dans cette thèse (cf. chapitre 5) ne peut s'effectuer que plusieurs mois après la fin de la période d'amplification. Nous avons donc développé un système d'alerte qui a pour but de repérer des candidats à l'effet de lentille au tout début de leur période d'amplification.

3.2 Les programmes de physique

L'expérience EROS II prolonge le programme de EROS 1. Toutefois son programme scientifique est beaucoup plus ambitieux. Le principal programme, décrit ci-dessous, reste la recherche de microlentilles gravitationnelles. Les autres programmes de physique sont décrits dans les références indiquées :

- recherche de supernovæ de type Ia proches ([Har98], [Ham99] et [Reg00]);
- recherche de naines rouges proches par leur mouvement propre [Gol99];
- recherche de céphéides dans les Nuages de Magellan [Bau97].

Le choix des cibles du programme de recherche d'événements de microlentilles gravitationnelles est déterminé par le besoin de trouver des cibles riches en étoiles (pour avoir un nombre d'événements suffisant) et par la position de ces cibles qui doivent nous permettre de sonder la structure de la Galaxie. La figure 3.5 permet de visualiser les différentes cibles étudiées par la collaboration EROS II. Le tableau 3.2 donne le nombre de champs et d'étoiles suivis par les différents programmes de recherche de microlentilles, ainsi que les temps de pose utilisés, l'intervalle moyen entre 2 clichés et les profondeurs optiques déjà mesurées par EROS I et EROS II.

3.2.1 *Les Nuages de Magellan*

Les cibles privilégiées de l'expérience pour la recherche de microlentilles restent le Petit et le Grand Nuage de Magellan (respectivement SMC, *Small Magellanic Cloud* et

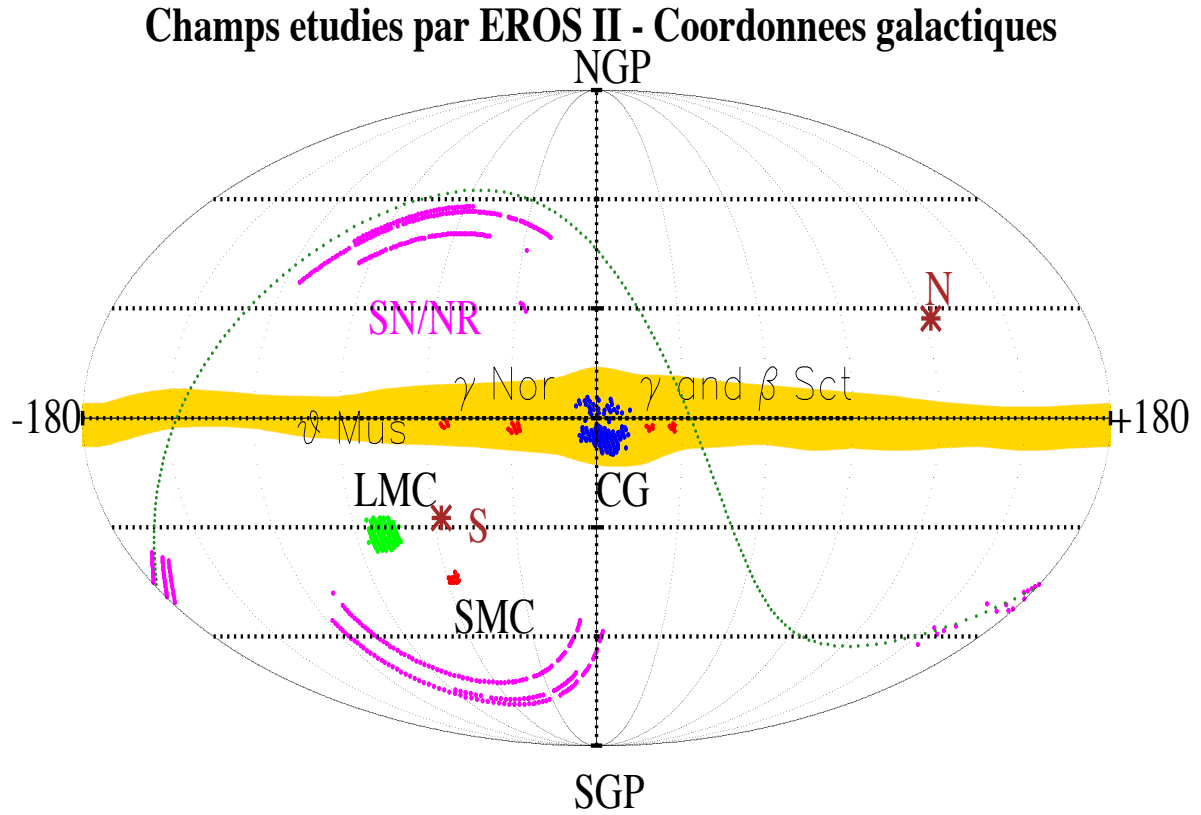


FIG. 3.5 – Les différentes cibles suivies par la collaboration EROS II en coordonnées galactiques. La zone grisée représente la trace de la Voie Lactée. La ligne en pointillé représente la projection de l'écliptique. Les cibles microlentille sont le LMC, le SMC, le Centre Galactique (CG) et les directions des BRAS SPIRAUX : β et γ SCT, γ NOR et θ MUS. Les cibles dédiées aux programmes supernovæ (SN) et à la recherche de mouvements propres (NR) sont situées hors du plan galactique.

LMC, *Large Magellanic Cloud*). Ces galaxies naines, satellites de la nôtre, sont situées hors du plan galactique et permettent de sonder essentiellement la structure du halo. La description du programme de recherche dans la direction du Petit Nuage de Magellan peut être trouvée dans la thèse de *N. Palanque-Delabrouille* [Pal97a]. Ce programme étudie 10 champs et surveille 5.5 millions d'étoiles. A ce jour deux années de données relatives au SMC ont été analysées [Afo99b]. Un événement a été découvert dans l'analyse de la première année [Pal97b], avec une durée de 120 jours, permettant la première mesure de la profondeur optique dans cette direction :

$$\tau_{SMC} = 3.3 \times 10^{-7} . \quad (3.8)$$

Il y a *a priori* une indétermination sur la localisation des lentilles : elles peuvent être situées dans le disque, bien que la quantité de disque traversée soit très faible, dans le halo ou dans le Nuage lui-même. Une recherche de l'effet de parallaxe sur cet événement a été entreprise et semble privilégier l'hypothèse selon laquelle la lentille se trouve dans le SMC lui-même [Pal97b]. Un deuxième événement a été récemment étudié, à la suite d'une alerte donnée par l'expérience MACHO sur une lentille binaire. La collaboration EROS II a participé au suivi de cette alerte [Afo98]. Là aussi les résultats semblent privilégier une lentille dans le SMC.

L'analyse des données de *EROS II* dans la direction du Grand Nuage de Magellan est en cours et les résultats seront décrits dans la thèse de *T. Lasserre* [Las00].

	<i>LMC</i>	<i>SMC</i>	<i>CG</i>	<i>GSA</i>
# champs	88	10	80	29
# étoiles ($\times 10^6$)	> 30	5.3	~ 20	10
Plage des temps de pose (s)	180 – 900	300 – 900	20 – 120	120 – 180
Plage d'intervalle entre 2 images (jours)	3 – 7	3	1 – 2	2 – 3
$\tau (\times 10^7)$	0.8 (<i>EROS 1</i>)	3.3	–	–

TAB. 3.2 – Description des programmes microlentille vers le LMC, le SMC, le Centre Galactique et vers les Bras Spiraux (GSA=Galactic Spiral Arms).

3.2.2 Le Centre Galactique (CG)

La grande quantité de matière présente le long de la ligne de visée vers le CG fait que la profondeur optique attendue, et donc le nombre d'événements observés, sont grands. Ainsi cette cible permet, outre le sondage de la structure de la Galaxie vers le Centre, l'étude détaillée du phénomène de microlentille. C'est donc essentiellement dans cette direction que les systèmes d'alerte des différentes expériences sont dirigés, pour mettre en évidence des déviations aux effets de lentille ordinaire, en particulier avec l'espoir de découvrir des planètes extra-solaires.

La très forte densité d'étoiles fait l'une des difficultés de cette direction; l'effet de confusion décrit au chapitre précédent peut, en effet, affecter la mesure de la profondeur optique. Toutes les étoiles sources ne sont pas situées dans le bulbe, et une partie non négligeable (environ 20% selon [Alc97a]) serait située dans le disque. Comme dans le cas des Nuages de Magellan il y a indétermination sur la localisation des lentilles. Il est ainsi difficile de différencier les différentes contributions du disque, du halo ou du bulbe à la profondeur optique totale. Avec ce programme on espère approfondir la connaissance de

3. Appareillage et programme scientifique d'EROS II

la structure de la barre au Centre Galactique, par l'étude de la distribution spatiale des événements dans cette direction.

La stratégie suivie par la collaboration EROS II, suggérée par *Gould* [Gou95], consiste à ne rechercher des événements de lentille que sur les étoiles du type géantes rouges. Les avantages de cette stratégie sont les suivants :

- Dans le CG le nombre de géantes rouges est plus élevé que dans le disque. Ainsi, si on observe un événement, la probabilité que la géante rouge source soit dans le bulbe est renforcée et la distance de la population des étoiles sources est ainsi bien contrainte;
- les géantes rouges étant brillantes, leur luminosité est plus facilement estimée, en particulier l'effet de confusion est diminué;
- ces étoiles ayant un grand rayon, il y a plus de chances d'observer des effets de taille finie de la source, porteurs d'informations supplémentaires (cf. §2.5).

80 degrés carrés sont suivis, représentant environ 20 millions d'étoiles. Toutefois la stratégie « géante rouge » réduit ce chiffre à environ 5 millions d'étoiles (cf. tableau 3.2). Les résultats de l'étude de cette cible seront publiés dans la thèse de *C. Afonso* [Afo99a].

3.2.3 *Le programme BRAS SPIRAUX (GSA)*

Pour étudier la contribution à la profondeur optique provenant du disque de la Galaxie on peut aussi viser vers les Bras Spiraux (en abrégé GSA = Galactic Spiral Arms) de la Galaxie. Le disque de la Galaxie est constitué d'une population d'étoiles vieilles, peu lumineuses, uniformément réparties, qui peuvent jouer le rôle de déflecteurs pour l'effet de lentille. Les étoiles jeunes, lumineuses, se répartissent dans les bras spiraux, formant des zones à forte densité d'étoiles et à forte luminosité, s'enroulant autour du Centre Galactique (cf. chapitre 8 pour une description détaillée de la Galaxie). Nous avons défini un ensemble de 29 champs, répartis en quatre cibles, nommées d'après les étoiles les plus proches :

- β Sct : 6 champs;
- γ Sct : 5 champs;
- γ Nor : 12 champs;
- θ Mus : 6 champs.

Les directions de β et γ Sct passent près du Centre Galactique alors que la direction de θ Mus nous permet d'explorer le disque à plus de 50 degrés du Centre Galactique (cf. figure 3.5). Le tableau 3.3 donne les caractéristiques des différents champs. Ainsi on a défini un ensemble de cibles qui contient un grand nombre d'étoiles - $\sim 10^7$ utilisables - qui nous permet de faire une recherche d'événements microlentille. La figure 3.6 présente la disposition des champs dans le système de coordonnées galactiques (latitude b , longitude

3.2. Les programmes de physique

Champs	α (h:m:s)	δ (d:m:s)	b°	l°	# d'étoiles suivies	% produit
Champs β Sct						
bs300	18:43:22.0	-07:40:53	-2.29	25.53	342 853	75
bs301	18:43:27.0	-06:13:42	-1.64	26.83	249 777	57
bs302	18:46:16.0	-07:22:45	-2.79	26.13	333 065	72
bs303	18:46:20.0	-05:55:35	-2.13	27.43	300 364	64
bs304	18:49:21.0	-06:45:51	-3.18	27.03	472 234	93
bs305	18:52:26.0	-06:35:44	-3.79	27.53	368 800	75
Champs γ Sct						
gs200	18:28:03.0	-14:51:06	-2.27	17.43	343 828	79
gs201	18:31:15.0	-14:14:38	-2.67	18.31	297 642	64
gs202	18:31:33.0	-12:48:53	-2.08	19.63	366 137	79
gs203	18:34:22.0	-14:31:39	-3.47	18.43	343 952	68
gs204	18:34:28.0	-13:04:31	-2.83	19.73	441 750	89
Champs γ Nor						
gn400	16:09:45.0	-53:07:03	-1.54	330.47	366 210	93
gn401	16:18:22.0	-51:44:43	-1.46	332.37	-	-
gn402	16:14:57.0	-53:04:35	-2.05	331.06	251 862	61
gn403	16:22:28.0	-52:06:20	-2.16	332.56	300 014	72
gn404	16:19:09.0	-53:26:38	-2.75	331.25	296 745	61
gn405	16:26:52.0	-52:21:02	-2.82	332.85	225 145	57
gn406	16:23:54.0	-53:43:53	-3.46	331.55	339 602	72
gn407	16:31:31.0	-52:28:44	-3.42	333.24	222 123	54
gn408	16:28:42.0	-53:51:58	-4.06	331.93	223 953	54
gn409	16:15:51.0	-54:48:45	-3.39	329.94	221 304	57
gn410	16:20:30.0	-55:04:18	-4.04	330.24	221 710	54
gn411	16:09:37.0	-55:10:07	-3.03	329.05	334 038	68
Champs θ Mus						
tm500	13:27:04.0	-63:02:18	-0.76	307.30	321 225	75
tm501	13:31:18.0	-63:34:41	-1.36	307.69	417 830	93
tm502	13:34:52.0	-64:10:30	-2.07	307.97	428 128	79
tm503	13:23:58.0	-64:59:52	-2.65	306.69	367 635	79
tm504	13:12:12.0	-64:06:49	-1.63	305.53	324 110	79
tm505	13:16:15.0	-64:40:50	-2.23	305.91	363 286	72

TAB. 3.3 – *Caractéristiques des champs β Sct, γ Sct, γ Nor et θ Mus. La première colonne donne la désignation du champ, les 2^{ème} et 3^{ème} colonnes les coordonnées équatoriales (α, δ), les 4^{ème} et 5^{ème} colonnes les coordonnées galactiques (b, l). Les 6^{ème} et 7^{ème} colonnes donnent le nombre d'étoiles utilisées dans l'analyse décrite au chapitre 5 et la fraction du champ analysée.*

l). Les temps de pose ont été optimisés pour augmenter la signification globale des mesures photométriques prises durant le phénomène d'amplification (compromis entre le nombre de mesures et leur précision [Man97]). Comme les événements attendus dans la direction

3. Appareillage et programme scientifique d'EROS II

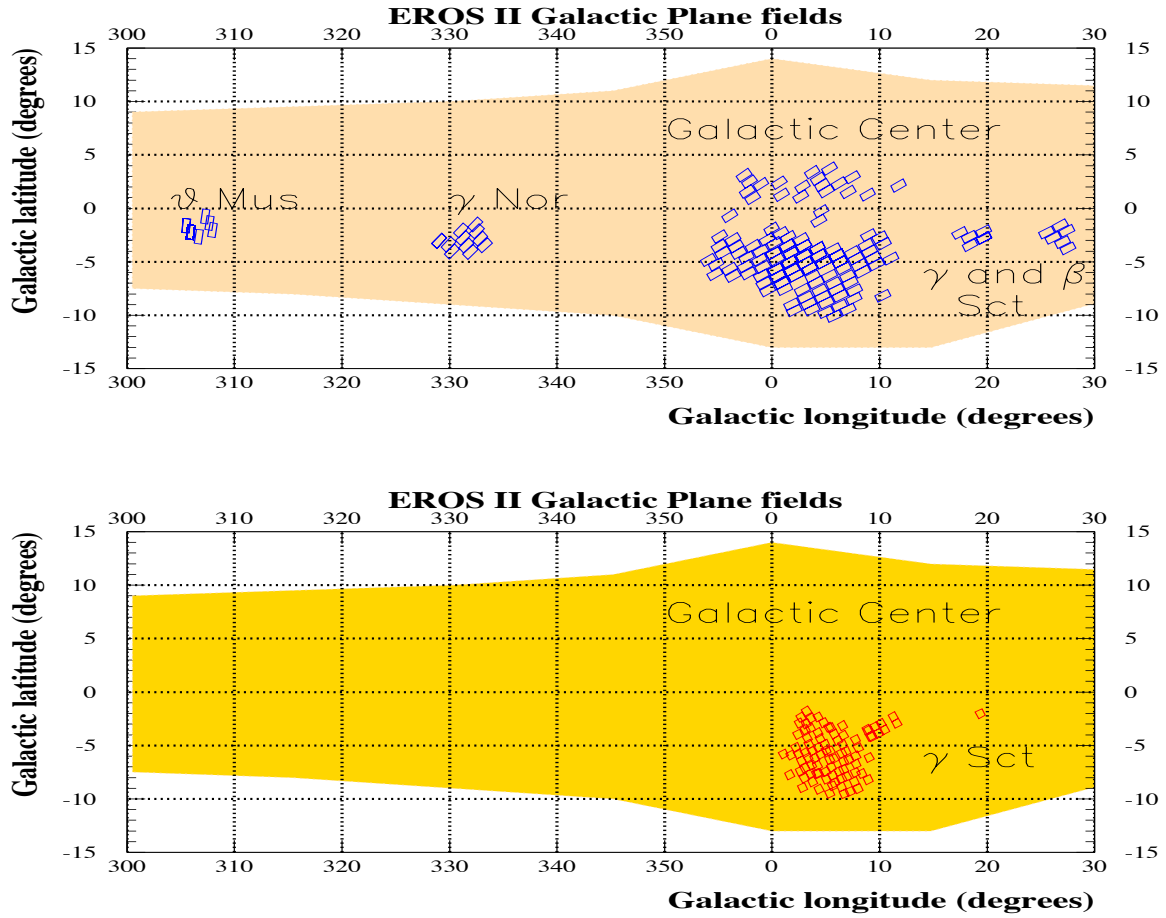


FIG. 3.6 – *En haut* : Carte des champs EROS II du plan galactique (en coordonnées galactiques) pour le programme microlentille. La zone ombrée représente la forme de la Galaxie. Sont indiqués les champs vers le Centre Galactique et vers les 4 cibles β et γ Sct, γ Nor et θ Mus. *En bas* : Carte des champs MACHO du plan galactique.

des BRAS SPIRAUX durent plusieurs semaines (cf. chapitre 8), l'échantillonnage demandé est de un point de mesure toutes les deux nuits. Les champs dans la direction de γ Nor sont visibles de La Silla de fin janvier à début novembre. Les champs vers θ Mus sont visibles uniquement entre fin janvier et fin août. Les champs vers β et γ Sct quant à eux sont visibles de fin avril à fin octobre. Sur un total d'environ 6 TéraOctets, le programme Bras Spiraux représente environ 15%. EROS II ayant débuté sa prise de données vers la fin juillet 1996, seuls quelques clichés ont été pris dans la direction de θ Mus cette année là.

Deux autres expériences étudient aussi des directions dans le plan galactique, éloignées du Centre Galactique. L'expérience américano-australienne MACHO surveille 3 champs (le champ surveillé par MACHO est de $0.7^\circ \times 0.7^\circ$) dans la direction de γ Sct. Ces champs

3.2. Les programmes de physique

se superposent aux nôtres (cf. figure 3.6). De même l'expérience américano-polonaise OGLE surveille 4 degrés carrés dans le plan galactique, avec un total d'environ 4.10^6 étoiles.

Ainsi EROS II avec 29 degrés carrés suivis dans quatre directions différentes se place comme la principale expérience de recherche de microlentille dans le plan galactique.

3. Appareillage et programme scientifique d'EROS II

4. CRÉATION DES COURBES DE LUMIÈRE

Ce chapitre est consacré à la description des différentes étapes permettant la production des courbes de lumière de chaque étoile (variation du flux avec le temps). Cette production s'effectue en pilotant le logiciel de réduction photométrique de l'expérience EROS, appelé PEIDA (*Programme d'Etude d'Images Destiné à l'Astronomie*) décrit dans [Ans96a]. Le résultat de cette réduction est stocké dans un fichier appelé « fichier de suivi » (un fichier par quart de CCD et par couleur, contenant typiquement 20-30 000 étoiles), qui se présente comme une matrice avec une colonne par cliché et une ligne par étoile. Il contient en outre des informations relatives à la mesure (date, valeur du fond de ciel, paramètres d'alignement photométrique, masse d'air ...) ou à l'étoile (flux, position, informations sur son voisinage).

La création de ce fichier de suivi s'effectue en plusieurs étapes. Le §4.1 décrit le choix des images servant à la création d'une image de qualité, dite image de référence, sur laquelle sont détectées les étoiles. Le §4.2 décrit les différentes étapes du traitement d'une image courante permettant l'ajout d'une mesure à la courbe de lumière des étoiles.

4.1 Le catalogue d'étoiles de référence

La détection des étoiles est effectuée sur une seule image, appelée image de référence, créée pour chaque couleur et chaque quart de CCD. Le choix de l'image de référence est donc crucial pour la suite. Nous fabriquons l'image de référence à partir d'une sélection de 8 images de qualité.

4.1.1 *Choix des images de référence*

Pour chaque quart de CCD, le choix des images est effectué à partir des informations de la Base de Données (les différents critères appliqués font partie d'une procédure standard dans EROS et peuvent être aussi trouvés dans [Pal97a] et [Bau97]). Les critères suivants sont appliqués pour extraire une liste homogène d'images de bonne qualité :

- **Fond de Ciel dans l'image** : Pour chaque image on calcule le niveau de fond sous le profil lumineux de l'étoile. Ce niveau comprend le signal provenant des étoiles non résolues et du fond lumineux provenant de l'atmosphère; ce niveau est communément appelé « Fond de Ciel ». Lorsqu'une image est prise en période de pleine Lune, le

4. Création des courbes de lumière

niveau du Fond de Ciel est élevé; le rapport signal sur bruit est alors dégradé et les étoiles faibles se distinguent plus difficilement du fond. De telles images sont automatiquement exclues de la fabrication de l'image de référence en demandant une faible valeur du Fond de Ciel :

$$\text{Fond de Ciel} \leq 1500 \text{ [ADU]} . \quad (4.1)$$

- **Dispersion du Fond de Ciel dans l'image** : Une des « maladies de jeunesse » de l'expérience a été la fermeture intempestive du rideau de l'obturateur après quelques secondes de temps de pose. La valeur de la dispersion du Fond de Ciel, notée $\sigma(\text{Fond})$, est alors anormalement basse et l'image est de mauvaise qualité. La valeur du Fond de Ciel est proportionnelle au nombre N_γ de photons reçus durant un cliché de temps de pose T_{pose} : $\text{Fond} \propto N_\gamma \propto T_{\text{pose}}$. Les fluctuations du Fond de Ciel sont alors proportionnelles à $\sigma(\text{Fond}) \propto \sqrt{N_\gamma} \propto \sqrt{T_{\text{pose}}}$. On peut donc construire une variable indépendante du temps de pose $\sigma(\text{Fond})/\sqrt{T_{\text{pose}}}$. S'il se produit que le temps de pose effectif est nettement plus court que T_{pose} alors cette expression est anormalement petite. On demande que :

$$\frac{\sigma(\text{Fond})}{\sqrt{T_{\text{pose}}}} \geq 2 . \quad (4.2)$$

- **Hauteur sur l'horizon** : Lorsqu'on prend un cliché bas sur l'horizon, des effets de réfraction et d'absorption atmosphérique peuvent perturber la mesure du flux des étoiles, dont la forme peut être allongée. Nous demandons que les images aient été prises à une hauteur z suffisante, soit :

$$z > 45^\circ . \quad (4.3)$$

- **Seeing** : Rappelons que le seeing représente la largeur à mi-hauteur de la distribution du flux lumineux d'une étoile sur l'image, et dépend de la turbulence atmosphérique, de la qualité de l'optique et de la qualité du guidage. Les images ayant un petit seeing auront un bon rapport signal sur bruit; on demande donc :

$$\text{seeing} \leq 2.1 \text{ arcsec} . \quad (4.4)$$

4.1.2 La création de l'image de référence

Une fois établie la liste d'images de bonne qualité, nous pouvons créer l'image de référence.

Passage image reduite a compositee

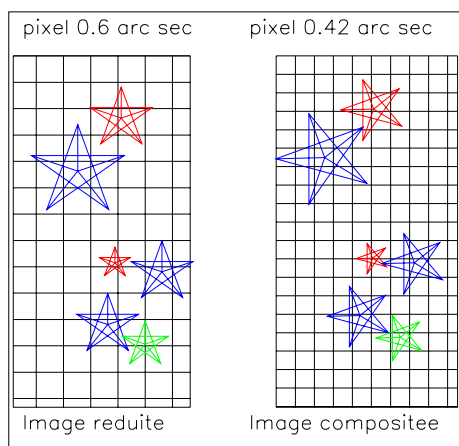


FIG. 4.1 – *Principe du rééchantillonnage.*
 On projette l'image dont les pixels font 0.6 secondes d'arc, sur une grille de pixels de 0.42 secondes d'arc. Grâce à l'addition des images, la position des étoiles peut ainsi être mieux mesurée.

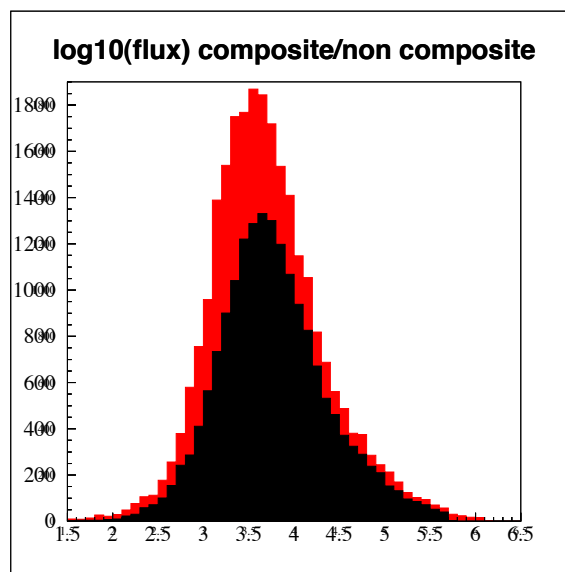


FIG. 4.2 – *Distribution du $\log(\text{Flux})$ des étoiles détectées sur un quart de CCD à partir d'une image composée en gris ou non composée en noir.*

Le compositage

Pour améliorer la précision sur la position des étoiles et augmenter le rapport signal sur bruit sur l'image de référence nous additionnons les différentes images sélectionnées. Il est alors nécessaire de ramener chaque cliché à une même grille de pixels (cf. figure de principe 4.1). La taille des pixels sur l'image ainsi construite, dite image composée, est 0.7 fois celle des pixels initiaux [Cav94]. La première image utilisée pour le compositage définit la grille de rééchantillonnage. Ce premier cliché est projeté sans transformation géométrique. Pour les clichés suivants, on calcule la transformation géométrique qui fait correspondre les positions des étoiles d'une image sur l'autre, en utilisant l'algorithme décrit à la page 68. A l'aide de cette transformation, on calcule la position de chaque pixel de la grille sur le cliché courant. La valeur de chaque pixel est alors déterminée par une interpolation bilinéaire entre les quatre pixels les plus proches de l'image originelle.

L'image ainsi construite ayant un plus grand rapport signal sur bruit, on peut y détecter un plus grand nombre d'étoiles. La figure 4.2 montre la distribution du flux des étoiles détectées sur un quart de CCD. L'histogramme en noir correspond à un catalogue d'étoiles construit à partir d'une image ordinaire et en gris à partir d'une image composée (les images ayant servi à construire l'image composée sont de même qualité que l'image ayant servi à construire le catalogue non composé). Le gain en nombre

4. Création des courbes de lumière

d'étoiles est d'environ 50%.

Le détecteur d'étoiles

On extrait d'une image une liste d'étoiles, exempte des défauts du CCD, des impacts de cosmiques ou des galaxies. La détection des étoiles se fait uniquement sur l'image de référence. Pour les images courantes, les positions sont déterminées à partir de l'image de référence.

Le détecteur d'étoiles utilisé dans EROS II s'appelle CORRFIND et est décrit dans [Pal97a]. La PSF (*Point Spread Function*) est la réponse impulsionnelle de l'ensemble appareillage-atmosphère. Elle détermine la forme de l'image d'une étoile au foyer du télescope. On calcule pour chaque pixel (i, j) de l'image de référence un coefficient de corrélation $\rho(i, j)$ entre l'image f et une PSF centrée en (i, j) , adaptée au seeing de l'image f_{PSF} :

$$\rho(i, j) = \frac{\langle f f_{PSF} \rangle - \langle f \rangle \langle f_{PSF} \rangle}{\sqrt{\langle f^2 \rangle - \langle f \rangle^2} \sqrt{\langle f_{PSF}^2 \rangle - \langle f_{PSF} \rangle^2}} . \quad (4.5)$$

On obtient ainsi une image, dite image de corrélation, dans laquelle chaque pixel correspond à une valeur de ρ_{ij} , variant entre -1 et 1. Dans cette image tout maximum au-dessus d'un certain seuil de détection est alors retenu comme correspondant à une étoile. La position de chaque étoile est finalement obtenue en ajustant une parabole sur le maximum qui lui correspond sur l'image de corrélation.

Estimation des flux sur l'image de référence

L'estimation du flux des étoiles sur une image est décrit à la page 69 et l'alignement photométrique à la page 69. Une fois ces deux étapes effectuées on calcule pour chaque étoile le flux dit « Flux de Référence » par la moyenne des flux mesurés sur les images ayant servi à construire la référence.

Fusion et association des catalogues rouge et bleu

En fusionnant les listes d'étoiles trouvées dans les deux couleurs nous pouvons augmenter le catalogue d'étoiles suivies. Ensuite on associe les deux listes d'étoiles rouge et bleue. Pour cela on recalcule géométriquement les images de référence rouge et bleue.

Nettoyage de l'image de référence

Chaque image possède un certain nombre de pixels défectueux et de colonnes mortes. Ces zones à problème sont cartographiées et nettoyées par une méthode décrite dans [Pal97a]. Les étoiles extrêmement brillantes saturent nos CCD, et autour d'elles se forment

des aigrettes qui résultent de la diffraction de la lumière sur l'araignée soutenant le miroir secondaire, et perturbent le flux des étoiles voisines (jusqu'à une centaine de pixels de l'étoile saturée). La solution la plus simple est d'enlever de la liste des étoiles tous les objets détectés près d'une aigrette. Un calcul grossier nous permet d'obtenir un ordre de

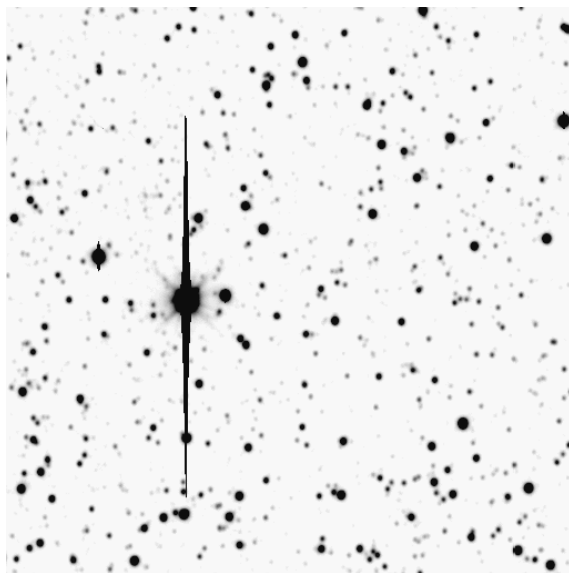


FIG. 4.3 – Aigrette apparaissant autour d'une étoile saturant le CCD. La zone verticale saturée (en noir) est cachée mais pas l'aigrette (les pointes diagonales grises). Image prise dans la direction de β Sct. La taille du pavé est de 500 pixels de côté, soit 6% de la surface couverte par un CCD.

grandeur de la surface ainsi perdue : Le nombre moyen d'étoiles de magnitude inférieure à 14 (étoiles très brillantes) est de 15 par champ. Un cache très grossier constitué d'un carré de 100 pixels de côté centré sur l'étoile représente une perte de moins de 1% de la surface totale couverte. Des caches automatiques ont été développés après la création des références du programme BRAS SPIRAUX ([Afo99a] et [Las00]).

La production des données BRAS SPIRAUX

Le traitement des données du programme BRAS SPIRAUX (29 degrés carrés), deuxième production massive après l'analyse de la première saison vers le SMC (10 degrés carrés) [Pal97a], a débuté en octobre 1997 et s'est achevé en janvier 1999. Ce traitement massif des images se fait à travers un système de pilotage couplé à la base de données de EROS II. Les procédures automatiques de création des fichiers de référence ont parfois échoué. Cela est dû généralement à la mauvaise qualité des images de référence. Ainsi toutes les données prises à ce jour n'ont pu être analysées. Le tableau 3.3 donne la fraction des données produites pour chaque champ. Au total seulement 64% des données ont pu être analysées.

4. Création des courbes de lumière

Il faut cependant noter que le CCD 2 a été volontairement écarté puisque le CCD 2 rouge est tombé en panne dès le début de l'expérience. De plus les données produites vers le champ Gn401 se sont révélées corrompues et inutilisables. Ainsi l'efficacité des procédures automatique est plutôt de l'ordre de 72%. Dans la direction de θ Mus, pour les quarts de CCD qui n'avaient pas été produits, j'ai procédé à un nouveau choix d'images de référence et à une nouvelle étape de production de données. La fraction produite vers θ Mus est alors montée à 85%. Il n'a pas été possible, pour des raisons de temps de calcul, de continuer ce travail pour les autres directions. Parallèlement de nombreuses améliorations ont été amenées à notre Base de Données. Celle-ci permet maintenant de produire avec une plus grande rapidité les fichiers de suivi, permettant ainsi une production de données plus aisée vers le LMC et le Centre Galactique.

4.2 La création des courbes de lumière

4.2.1 L'alignement géométrique

Le repointage du même champ n'est obtenu qu'à quelques dizaines de secondes d'arc près (cf. §3.1.2 pour une brève description du modèle de pointage). Il est donc nécessaire de connaître la correspondance géométrique entre les différentes images. La transformation géométrique qui relie les deux images doit tenir compte des effets suivants :

- translation du champ due aux variations de pointage du télescope et de positionnement de la caméra;
- rotation du champ (lorsqu'il y a de grandes variations d'angle horaire);
- distorsion du champ lorsque la réfraction est importante (lorsqu'on vise bas sur l'horizon);
- homothétie due à des différences de focalisation de l'instrument.

La transformation entre l'image courante (X_{cour}, Y_{cour}) et l'image de référence $(X_{réf}, Y_{réf})$, qui doit prendre en compte une translation (T_x, T_y) , une rotation θ et une homothétie h , s'écrit sous la forme :

$$X_{cour} = T_x + h(X_{réf} \cos \theta + Y_{réf} \sin \theta) \quad (4.6)$$

$$Y_{cour} = T_y + h(-X_{réf} \sin \theta + Y_{réf} \cos \theta) \quad (4.7)$$

Le calage est utilisé pour la création des images de référence (étape de compositage), pour l'étape d'association et pour le traitement des images courantes. L'initialisation de la transformation utilise trois méthodes, l'une après l'autre :

- calcul des translations d'une image à une autre pour une centaine d'étoiles. On effectue l'histogramme des différences de position $(\delta_x \delta_y)$ entre paires d'étoiles des deux listes. Afin de réduire le temps de calcul, cette méthode se limite à de petites translations (100-200 pixels);

4.2. La création des courbes de lumière

- si la première méthode échoue, on recalcule les transformations en ajoutant une homothétie et une rotation;
- si les deux premières méthodes échouent, on utilise un algorithme qui recherche des triangles semblables (angle et rapports de distances) afin d'identifier sans ambiguïté les étoiles les plus brillantes. Cette recherche s'effectue sur les 16 à 20 étoiles les plus brillantes [Cav94].

Cette phase permet de trouver une transformation approchée. La transformation finale est calculée en utilisant les 500 à 1000 étoiles les plus brillantes et en éliminant de manière itérative les associations les plus mauvaises.

4.2.2 La photométrie

La forme de PSF (*Point Spread Function*) associée à une étoile située en (x_0, y_0) , est représentée par une gaussienne :

$$PSF(x, y) = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(x - x_0)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y - y_0)^2}{\sigma_y^2} - \rho \frac{(x - x_0)(y - y_0)}{\sigma_x \sigma_y} \right) \right], \quad (4.8)$$

(pour une étoile centrée en (x_0, y_0))

où ρ est le coefficient de corrélation entre les deux axes. Les coefficients de seeing σ_x et σ_y sont estimés sur la totalité de l'image (c'est-à-dire un quart de CCD) en ajustant la PSF sur les étoiles les plus brillantes et les mieux isolées. Le flux dans un pixel appartenant à la tache d'une étoile (indice 0) s'écrit alors :

$$flux(i, j) = \text{Fond de ciel} + A_0 \times PSF_{\text{étoile}}(i, j) + \sum_{\text{étoiles voisines}} A_k \times PSF_{\text{voisines}}(i, j). \quad (4.9)$$

On détermine les amplitudes A_0 , A_k et le fond de ciel local en minimisant le χ^2 de l'ajustement du flux $flux(i, j)$ sur une plage de 13×13 pixels centrée sur l'étoile d'indice 0. L'erreur associée à la mesure de ce « flux brut » A_0 de l'étoile, est appelée « erreur brute ».

4.2.3 L'alignement photométrique

L'étape décrite ci-dessus permet de déterminer le flux des étoiles au moment de la prise de vue. Or les conditions d'observation ne sont pas toujours identiques : la hauteur sur l'horizon, le coefficient d'absorption atmosphérique, le seeing, la qualité du miroir, la valeur du Fond de Ciel ainsi que le temps de pose peuvent différer d'une image à une autre. Nous effectuons une calibration relative pour que tous les flux soient ramenés à des conditions identiques, celles de l'image de référence. Pour chaque intervalle de flux de référence on calcule la moyenne du rapport

$$\frac{\text{Flux brut} - \text{Flux de référence}}{\text{Flux de référence}}, \quad (4.10)$$

4. Création des courbes de lumière

puis on ajuste une droite sur les points donnant ces moyennes en fonction du flux de référence. Les coefficients de cette droite servent à calculer le flux dit calibré :

$$\text{Flux Calibré} = a_0 + a_1 \times \text{Flux brut} . \quad (4.11)$$

L'erreur associée à la mesure de ce « Flux calibré » de l'étoile, est appelée à ce stade « Erreur calibrée ».

4.2.4 Les magnitudes R_{EROS} et B_{EROS}

La calibration absolue de l'expérience EROS II peut être trouvée dans différentes thèses ([Bau97], [Har98], [Reg00]). Pour le programme BRAS SPIRAUX nous utilisons une transformation approchée. Les magnitudes R_{EROS} et B_{EROS} sont définies comme :

$$R_{EROS} = 22.46 - 2.5 \times \log_{10}(F_R) \quad (4.12)$$

$$B_{EROS} = 23.06 - 2.5 \times \log_{10}(F_B) , \quad (4.13)$$

où $F_{R,B}$ est le flux pour chaque bande, en ADU/s. Ces magnitudes sont proches de Cousins R et Johnson V à $\pm 0.2 - 0.3$ magnitudes. La figure 4.4 montre la dispersion de flux le long de la courbe de lumière. L'histogramme hachuré superposé montre la distribution de magnitude des étoiles en unités EROS.

4.2.5 Paramétrisation de l'erreur sur le flux

Paramétrisation actuelle

Si les erreurs étaient correctement estimées alors la distribution de

$$(\text{Flux calibré} - \text{Flux de Référence})/\text{Erreur calibrée} , \quad (4.14)$$

serait une gaussienne centrée sur zéro et de largeur unité. Ce n'est pas le cas. Un ensemble de corrections est déjà implémenté dans le programme de reconstruction photométrique [Ren96].

Pour chaque image on paramétrise la moyenne des erreurs calibrées par tranche de flux en fonction du flux de référence. par la fonction :

$$g = a \exp(-b \times \log(F_{ref})), \quad (4.15)$$

où F_{ref} est le flux de référence et les paramètres a et b sont à déterminer. L'erreur trouvée par PEIDA est supposée nulle pour un flux infini; a est typiquement compris entre 2.5 et 4.5, b entre 0.8 et 0.9. On obtient ainsi une « Erreur Moyenne(I, f) » pour chaque image (I), moyennée dans chaque intervalle de flux (f).

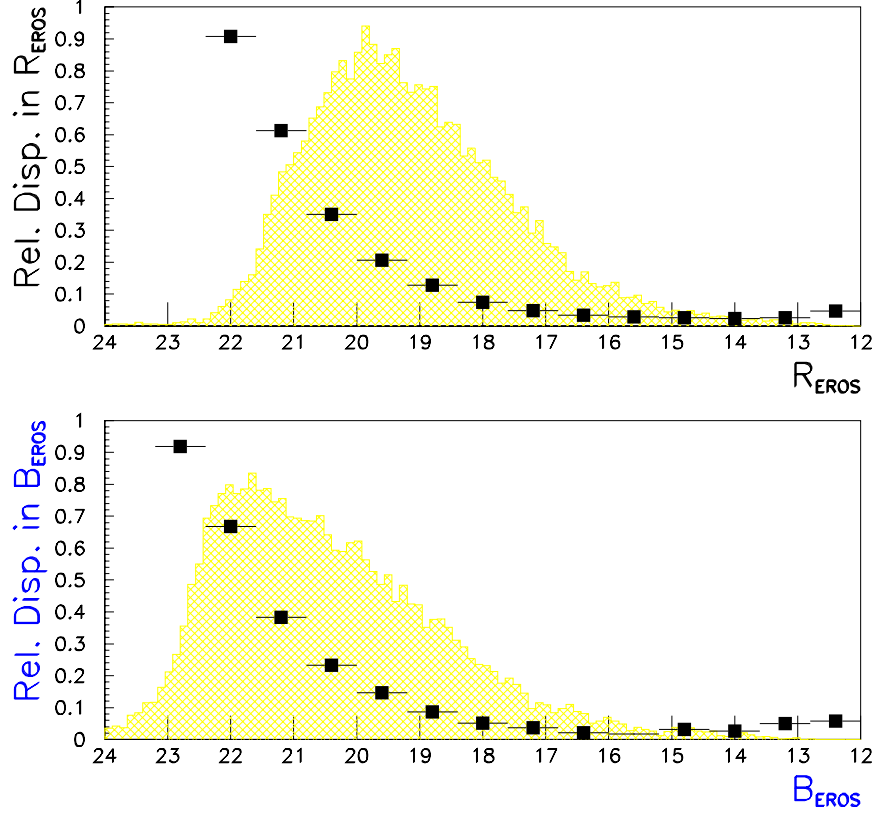


FIG. 4.4 – Moyenne des dispersions de luminosité le long de la courbe de lumière en fonction de R_{EROS} (en haut) et B_{EROS} (en bas), pour les étoiles ayant au moins 50 mesures dans chaque couleur. Cette dispersion est prise comme un estimateur de la précision photométrique. L'histogramme hachuré superposé montre la distribution de magnitude des étoiles en unités EROS.

On définit à présent une erreur dite « Erreur externe » qui quantifie la qualité de chaque image à partir de la dispersion de la distribution de :

$$\frac{\text{flux calibré} - \text{flux de référence}}{\text{flux de référence}} . \quad (4.16)$$

On ajuste une fonction du type $(g+C)$ pour paramétriser les variations de cette dispersion en fonction du flux de référence. C est une constante non nulle car, quel que soit le flux, l'atmosphère et la défocalisation limitent la résolution photométrique.

L'erreur calibrée fournie par PEIDA est alors corrigée de la manière suivante :

$$ErrFlux(I, *) = Erreur\ calibrée(*, I) \times \frac{Erreur\ Externe(I, f)}{Erreur\ Moyenne(I, f)} , \quad (4.17)$$

4. Création des courbes de lumière

où (\star) correspond à une dépendance en fonction de l'étoile, (I) de l'image et (f) du flux calibré. Cette procédure permet, en première approximation, de corriger par tranche de flux les erreurs fournies par le programme, erreurs faussées par l'écart de la PSF à notre modèle, qui dépend du flux.

Paramétrisation complémentaire

Les erreurs que nous donnent cette procédure ne sont pas encore tout à fait bien estimées. Deux tests très simples étayent cette remarque. L'un permet de vérifier statistiquement le comportement des erreurs sur chaque courbe de lumière, l'autre consiste à vérifier ce même comportement pour chaque mesure sur des échantillons d'étoiles de flux voisins.

Pour chaque étoile on calcule le χ_{dof}^2 par degré de liberté de l'ajustement du flux moyen $\langle f \rangle$:

$$\chi_{dof}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{\text{mesure } i} \left(\frac{\text{Flux Calibré}_i - \langle f \rangle}{\text{ErrFlux}_i} \right)^2, \quad (4.18)$$

où N est le nombre de points sur la courbe de lumière. Pour un ensemble d'étoiles données cette distribution doit être centrée sur 1. Sur la figure 4.5, à gauche, est représentée une distribution typique du χ_{dof}^2 . La distribution est piquée en 1 mais il y a des queues importantes.

Un deuxième test peut être effectué. Pour chaque mesure on établit la distribution de la variable

$$\frac{\text{Flux calibré} - \langle f \rangle}{\text{ErrFlux}}, \quad (4.19)$$

sur l'ensemble des étoiles. Si les erreurs sont correctement estimées, cette distribution doit être une gaussienne centrée sur 0 et de largeur 1. On peut voir sur la figure 4.6 que ce n'est pas le cas. On construit cette distribution pour différents intervalles de flux et on étudie l'évolution de la largeur de la gaussienne en fonction du flux (figure 4.8) ou du seeing (figure 4.7). On surestime systématiquement les erreurs sur les étoiles de petit flux si le seeing n'est pas très bon (cf. figure 4.7 pour les étoiles de flux $\in [200, 1000]ADU$). Les erreurs sont relativement bien estimées lorsque les étoiles sont brillantes (cf. figure 4.8)

Nous avons choisi de nous appuyer sur les deux tests qui viennent d'être décrits pour corriger les erreurs étoile par étoile et mesure par mesure de façon statistique, afin d'obtenir des distributions qui correspondent à ce que donneraient des erreurs réalistes. Pour chaque mesure la distribution de $\frac{\text{Flux calibré} - \langle f \rangle}{\text{ErrFlux}}$ des étoiles cataloguées est établie pour quatre intervalles de flux. On ajuste sur chacune de ces quatre distributions une gaussienne, dont la largeur $\sigma_{gaussienne}(I, f)$ est conservée dans un fichier. Lors d'un deuxième

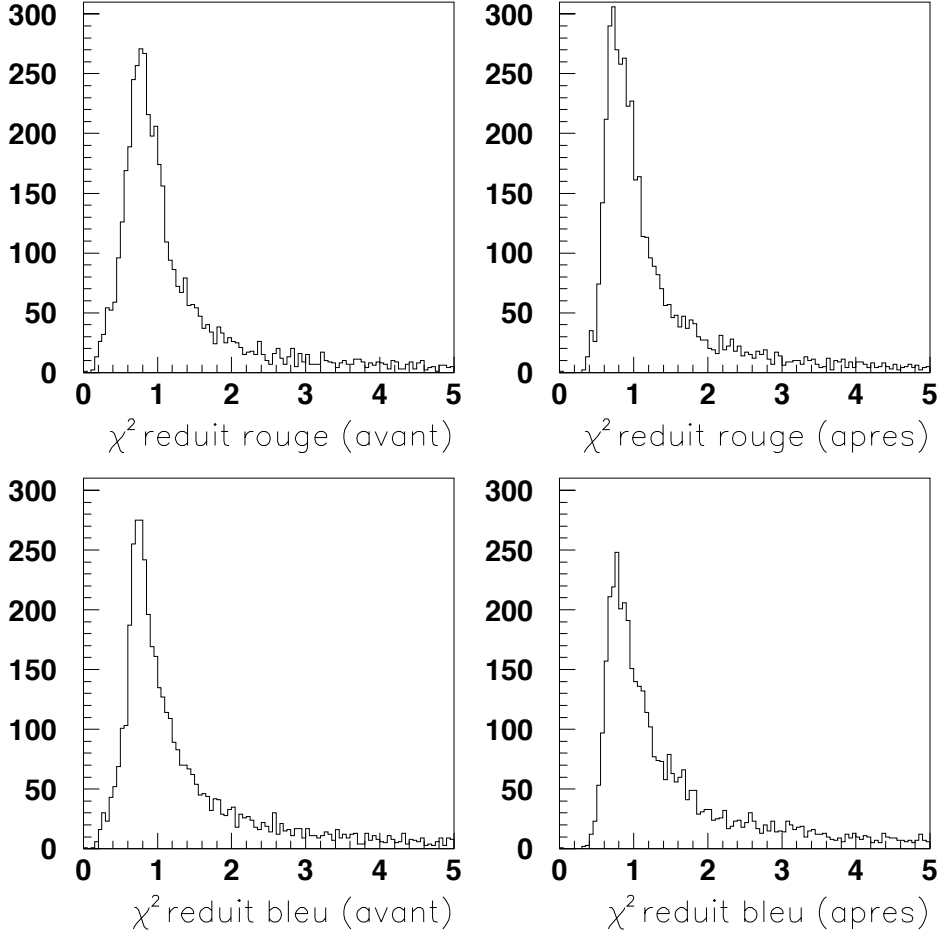


FIG. 4.5 – Distribution pour le champ *gn400 3m*, du χ^2_{dof} réduit, le long de la courbe de lumière, en haut en rouge, en bas en bleu. Les distributions à gauche sont calculées avant correction des erreurs, à droite après correction.

passage du programme d'analyse, ce fichier permet de relire les coefficients utilisés pour corriger les erreurs associées à chaque mesure de flux. On obtient alors une erreur corrigée donnée par :

$$Err(corrigée)(I, \star) = Err(ancienne)(I, \star) \times \sigma_{gaussienne}(I, f) , \quad (4.20)$$

où f fait référence à l'intervalle de flux auquel appartient l'étoile considérée (\star). On peut noter sur la partie droite de la figure 4.5, que la distribution du χ^2_{dof} par degré de liberté le long de la courbe de lumière est désormais bien piquée à 1. Enfin pour chaque mesure la distribution de $\frac{flux - \langle f \rangle}{err}$ des étoiles est proche d'une gaussienne de largeur 1 (cf. figure 4.6 du bas).

4. Création des courbes de lumière

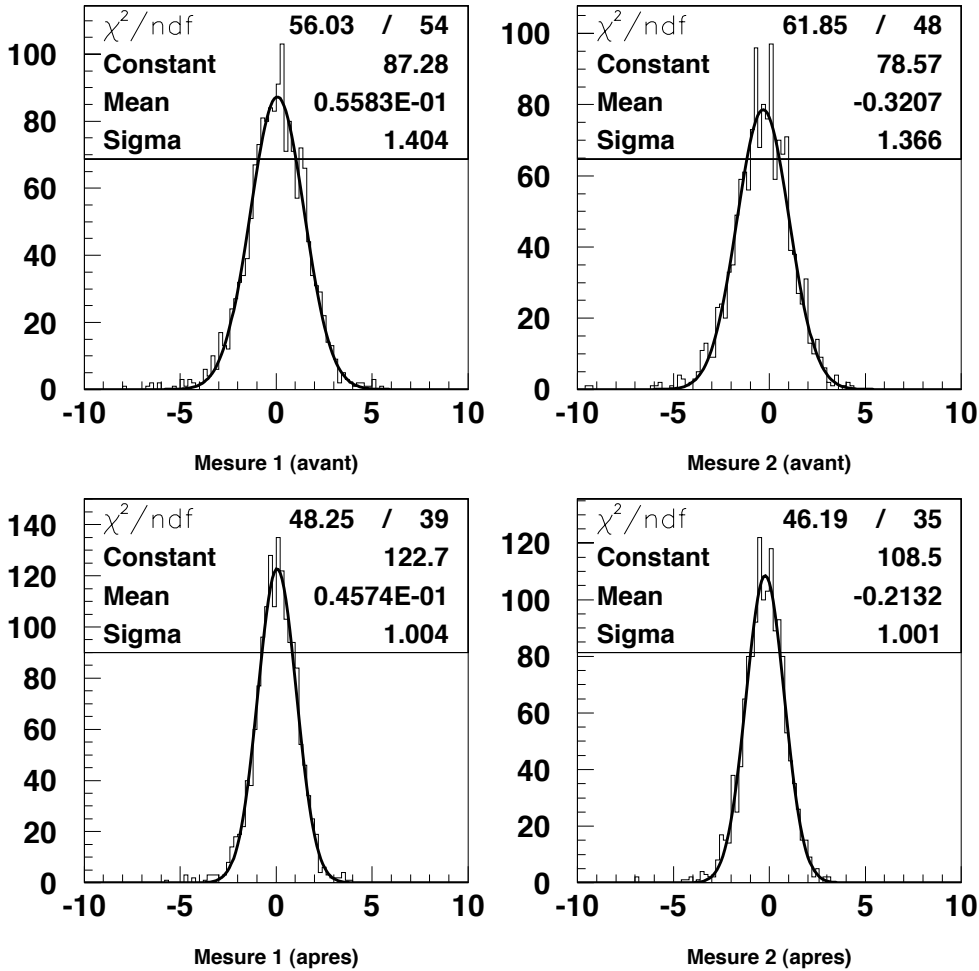


FIG. 4.6 – Distribution de $(\text{Flux calibré} - \langle f \rangle) / (\text{ErrFlux})$ pour deux mesures en rouge du champ GN400 3M, avant correction (en haut) et après correction (en bas). On superpose l'ajustement d'une gaussienne.

4.3 Résumé

La création des courbes de lumière dans la direction des BRAS SPIRAUX a été effectuée par le programme de réduction photométrique PEIDA de EROS II. Une amélioration a consisté en une correction des erreurs telles que la distribution de $(\text{flux} - \langle f \rangle) / \text{erreur}$ soit en moyenne pour toutes les étoiles une gaussienne centrée sur zéro et de largeur unité. Nous allons maintenant effectuer une recherche d'effets de lentille gravitationnelle sur ces courbes de lumière.

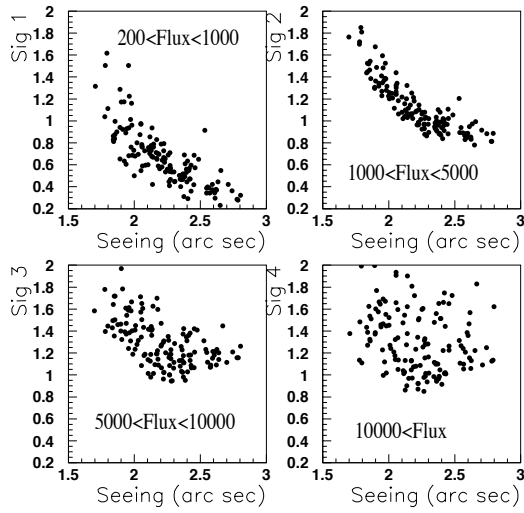


FIG. 4.7 – *Distribution pour le champ gn400 3m de la largeur des gaussiennes en fonction du seeing (en secondes d'arc) pour quatre intervalles de flux. (chaque point représente une mesure).*

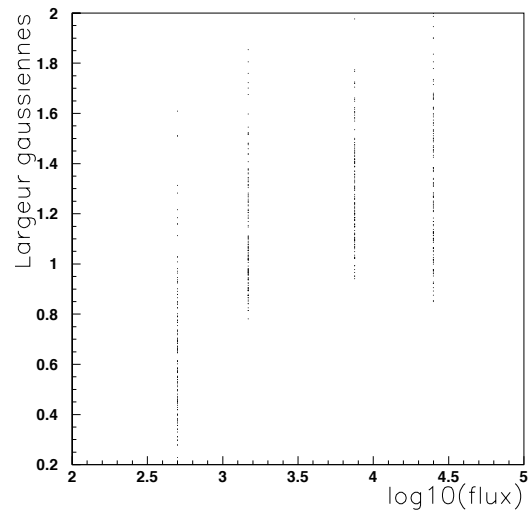


FIG. 4.8 – *Distribution pour le champ gn400 3m de la largeur des gaussiennes en fonction de l'intervalle de $\log(\text{flux})$ considéré (chaque point représente une image).*

4. Création des courbes de lumière

5. RECHERCHE DES EFFETS DE LENTILLE GRAVITATIONNELLE

Nous présentons maintenant l'analyse des courbes de lumière visant à rechercher des candidats à l'effet de microlentille. Rappelons tout d'abord les caractéristiques du signal associé à un effet de microlentille :

- unicité de la phase d'amplification;
- achromatisme;
- symétrie;

Le principe de l'analyse est donc basé sur les requêtes suivantes :

- existence d'une fluctuation positive significative, simultanée dans les deux couleurs;
- pas de variation de flux significative en dehors de cette période d'amplification;
- compatibilité avec la courbe théorique de l'effet de lentille gravitationnelle.

Un ensemble de critères techniques est tout d'abord défini, portant sur la qualité des données utilisées dans l'analyse; en effet, des images prises dans des mauvaises conditions, ou affectées par des problèmes électroniques à la lecture, peuvent perturber la mesure du flux des étoiles. Il en résulte des mesures anormalement éloignées de la ligne de base. De même, certaines étoiles peuvent être mal placées dans nos images (proximité de colonnes mortes ou d'étoiles très brillantes). Notre analyse étant basée sur la recherche de groupes de points éloignés de la ligne de base, il faut effectuer un nettoyage strict des données avant d'entamer l'analyse. La procédure de nettoyage des données fait l'objet du §5.1. Le §5.3 décrit un nouvel algorithme de détermination de la ligne de base des étoiles.

Le volume de données à traiter est important, plus de 1/2 TéraOctet. Or la grande majorité des étoiles ont des flux constants et sont éliminées dès l'application des premiers critères de l'analyse. Pour faciliter la mise au point de cette analyse, nous avons réalisé un filtre de premier niveau qui sélectionne les 10% d'étoiles les plus variables, dont les courbes de lumière sont écrites dans des fichiers « réduits ». Les différents algorithmes utilisés par ce filtre sont décrits dans le §5.4. Au §5.5 nous décrivons l'analyse des courbes de lumière et les différents critères de sélection permettant d'extraire le signal d'effet de microlentille. Le §5.6 résume l'efficacité de détection de l'analyse. Enfin au §5.7 les propriétés statistiques des candidats découverts sont discutées.

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

5.1 Le nettoyage des données

Deux types de nettoyage sont considérés ici, le nettoyage d'images défectueuses et l'élimination d'étoiles à problèmes.

5.1.1 Critères sur la qualité des images

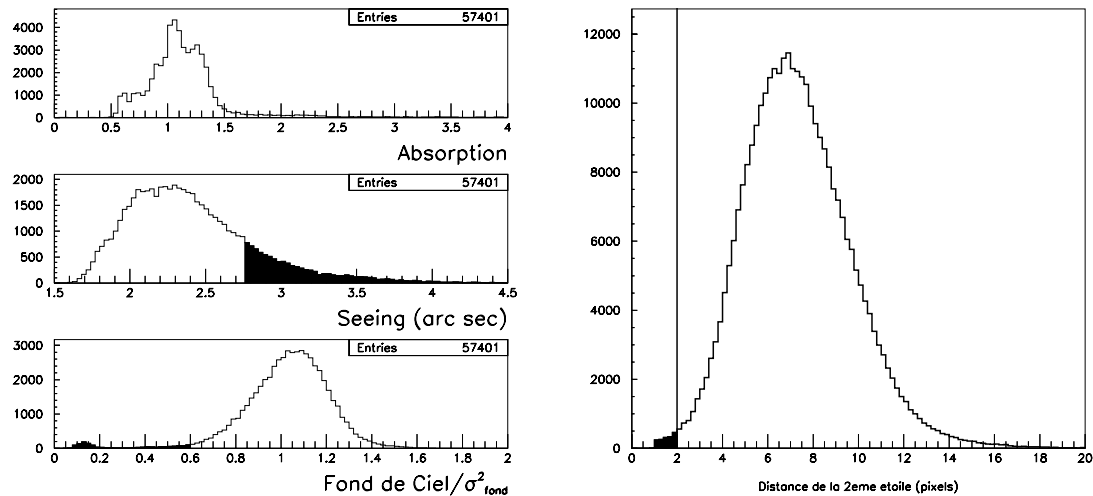


FIG. 5.1 – Coupures sur la qualité des images et des étoiles. Figure de gauche : Distribution des paramètres de qualité de chaque image : coefficient d'absorption (en haut), seeing de l'image (en secondes d'arc, au milieu) et gain (en bas). La partie noircie représente les images ne satisfaisant pas aux critères. Figure de droite : Distance de la deuxième étoile la plus proche (en pixels sur l'image de référence). La partie noircie de l'histogramme (à gauche de la ligne verticale) correspond aux étoiles ne satisfaisant pas le critère.

Les images à éliminer peuvent se ranger en deux catégories. On trouve tout d'abord des images prises dans des mauvaises conditions : peu après le crépuscule ou peu avant l'aurore, par forte humidité ambiante, les jours de vent, avec une forte luminosité de ciel due à la présence de la Lune, selon une direction trop basse sur l'horizon ... Ensuite on trouve des problèmes instrumentaux : bruit de lecture des CCD, mauvaise position du miroir secondaire (défocalisation), obturateur se refermant avant la fin de la pose, mouvement du télescope lors du cliché...

Les mauvaises conditions atmosphériques se traduisent généralement par une valeur élevée du seeing ou du fond de ciel (cf. chapitre 4 pour la signification de ces variables). Lorsque l'obturateur s'est refermé plus tôt que prévu, le coefficient d'absorption, calculé lors de l'alignement photométrique, est anormalement grand. Les problèmes de lecture des

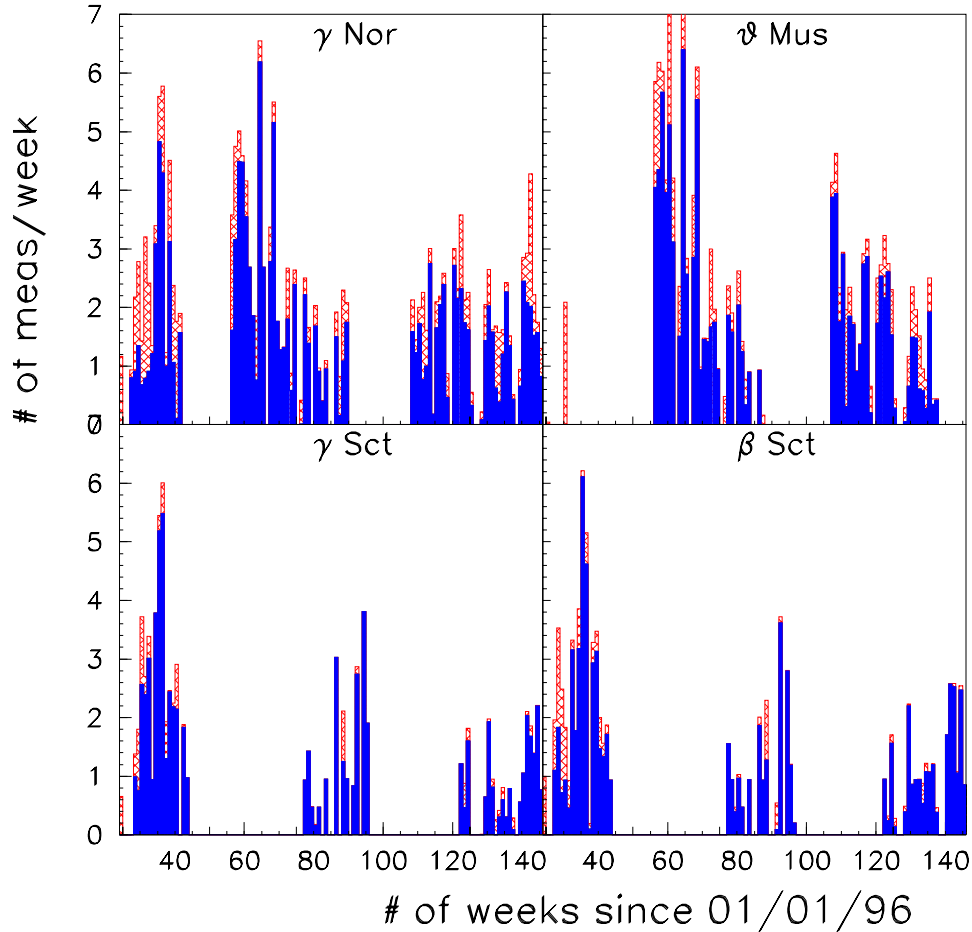


FIG. 5.2 – Échantillonnage des quatre cibles étudiées. On donne le nombre de clichés pris par semaine à partir du 1 janvier 1996. L’histogramme hachuré donne le nombre total de mesures disponibles, l’histogramme noir donne l’échantillonnage après coupure sur la qualité des images.

CCD sont identifiés par une valeur anormalement basse de la variable appelée « Gain » et construite comme :

$$Gain = \frac{Fond\ Ciel}{\sigma^2(Fond)}. \quad (5.1)$$

Les distributions des différentes variables mentionnées ici sont montrées sur la figure 5.1. En pratique nous appliquons les critères suivants :

$$0.3 \leq Absorption \leq \begin{cases} 3.3 \text{ pour les champs } \gamma \text{ Nor et } \theta \text{ Mus} \\ 8.3 \text{ pour les champs } \beta \text{ et } \gamma \text{ Sct} \end{cases} \quad (5.2)$$

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

$$\text{seeing} \leq \begin{cases} 2.8 \text{ pour les champs } \gamma \text{ Nor et } \theta \text{ Mus} \\ 3.5 \text{ pour les champs } \beta \text{ et } \gamma \text{ Sct} \end{cases} \quad (5.3)$$

$$\text{Gain} \geq \begin{cases} 0.6 \text{ pour les champs } \gamma \text{ Nor et } \theta \text{ Mus} \\ 0.1 \text{ pour les champs } \beta \text{ et } \gamma \text{ Sct} \end{cases} \quad (5.4)$$

La différence des requêtes entre les champs γ Nor - θ Mus et β - γ Sct se justifie par la différence d'échantillonnage entre ces régions, qui permet d'être un peu plus exigeant vers γ Nor et θ Mus. En moyenne il reste 135 points de mesure par étoile vers γ Nor, 105 vers θ Mus et 75 vers β - γ Sct. Sur la figure 5.2 est représenté l'échantillonnage moyen pour les différentes cibles. L'échantillonnage initialement requis était de un point de mesure toutes les deux nuits. Dans la direction de γ Nor et θ Mus l'échantillonnage obtenu est d'environ un point toutes les trois nuits, et un peu moins de 1 point toutes les quatre nuits vers β - γ Sct. La différence entre les échantillonnages requis et obtenus provient pour l'essentiel de la météo; les premières estimations effectuées à l'ESO [Sar97] indiquent que le phénomène climatique connu sous le nom de El Niño serait responsable de la perte de 60 à 90 nuits photométriques en 1997. Bien que nous observions aussi lorsque les nuits ne sont pas photométriques, les conséquences sur notre prise de données durant cette période sont néanmoins assez lourdes.

5.1.2 Élimination d'étoiles mal définies

Le deuxième type de requêtes sur la qualité des données consiste à éliminer des étoiles qui ne peuvent convenir à une recherche d'événements de microlentille gravitationnelle. Les critères que nous appliquons consistent à déterminer si un objet qui a été détecté est une vraie étoile. Nous possédons un catalogue initial de près de 13.5 millions d'objets. Pour chaque objet présent dans un catalogue de référence (rouge ou bleu) on considère les deux objets les plus proches de l'autre catalogue. Nous demandons tout d'abord que l'objet le plus proche soit correctement associé (petite distance d'association); près de 20% des objets détectés sont alors rejetés comme mal associés. Le critère suivant demande que l'association ne soit pas ambiguë. Pour cela on rejette un objet si la deuxième étoile la plus proche se trouve à moins de 2 pixels (cf. figure 5.1 à droite); l'application de ce critère élimine environ 0.6% des objets.

Nous avons vu au chapitre précédent la manière de déterminer le flux d'une étoile. Si la PSF est mal estimée, la contribution des ailes provenant des étoiles proches peut être surestimée. Dans ce cas, le programme de photométrie peut trouver une valeur négative pour le flux de l'étoile. Nous ne rejetons pas de tels points de mesure mais nous rejetons toute étoile dont le *flux de base* (cf. §5.3) estimé est négatif dans une des deux couleurs.

Enfin nous rejetons les étoiles situées près d'une colonne morte, ou présentant un voisinage difficile (proximité d'une étoile très lumineuse par exemple).

5.1. Le nettoyage des données

Champs	# d'étoiles	# associées	# utilisées	# filtrées
Champs β Sct				
bs300	493 324	387 480	342 853	41 957
bs301	357 866	288 010	249 777	32 238
bs302	522 782	384 547	333 065	45 562
bs303	418 789	343 547	300 364	31 622
bs304	629 050	530 208	472 234	58 125
bs305	606 686	413 099	368 800	31 678
Total	3 028 497	2 346 831	2 067 093	241 182
Champs γ Sct				
gs200	563 959	424 221	343 828	30 159
gs201	431 106	360 681	297 642	38 566
gs202	509 067	412 449	366 137	29 680
gs203	499 650	409 603	343 952	33 106
gs204	590 820	491 175	441 750	33 694
Total	2 594 602	2 098 129	1 793 309	165 205
Champs γ Nor				
gn400	511 571	407 550	366 210	52 439
gn402	347 587	279 093	251 862	34 581
gn403	520 896	418 990	300 014	44 035
gn404	500 525	418 453	296 745	52 318
gn405	410 324	321 753	225 145	32 521
gn406	638 355	513 192	339 602	42 294
gn407	402 821	312 359	222 123	27 298
gn408	384 963	302 983	223 952	43 261
gn409	303 196	245 658	221 304	32 728
gn410	292 307	244 470	221 710	29 919
gn411	465 617	371 508	334 038	46 286
Total	4 778 162	3 836 099	3 002 705	437 680
Champs θ Mus				
tm500	460 581	386 893	321 225	47 440
tm501	550 872	456 226	417 830	42 757
tm502	587 450	462 052	428 128	44 151
tm503	472 219	407 509	367 635	35 236
tm504	415 438	349 649	324 110	32 525
tm505	647 192	487 527	363 286	50 132
Total	3 134 174	2 549 856	2 222 814	569 341
Total	13 525 435	10 830 915	9 085 921	1 413 408

TAB. 5.1 – Nombre d'étoiles pour chaque champ. On donne le nombre d'objets détectés, le nombre de ces objets ayant été associés dans les catalogues rouge et bleu, ayant satisfait tous les critères de qualité (et participant à l'analyse), et enfin le nombre d'étoiles ayant satisfait au filtre de premier niveau.

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

Le tableau 5.1 donne pour chaque champ le nombre d'objets satisfaisant aux différents critères. Après leur application il reste **9 085 921** étoiles, soit 67% des objets détectés au départ. C'est sur ce lot purgé que porte l'analyse décrite ci-dessous.

5.2 Monte-Carlo pour étude d'acceptance

Pour étudier l'effet des différentes coupures il nous faut un Monte-Carlo simulant des événements de microlentille gravitationnelle. Nous nous restreindrons aux cas d'un défecteur et d'une source simples et ponctuels qui représentent la majorité des cas. Nous verrons au chapitre 8 (page 213) qu'une correction d'efficacité est nécessaire pour prendre en compte l'effet de confusion du aux étoiles non résolues sur la ligne de visée (cf. chapitre 2 §2.5). De manière à étudier très exactement les mêmes populations d'étoiles dans des conditions identiques (flux, échantillonnage en temps, seeing, etc.) on produit des événements en simulant l'amplification du flux de vraies étoiles. Pour chaque étoile de notre catalogue on engendre les caractéristiques d'un événement de microlentille de la façon suivante :

1. Le flux de base de l'étoile est pris identique au flux de référence de l'étoile utilisée;
2. la durée caractéristique Δt est tirée de manière uniforme entre 1 et 250 jours. Notre échantillonnage ne nous rend pas sensible aux événements de durées plus courtes. Pour les événements plus longs nous n'aurions pas une ligne de base suffisante pour vérifier leur stabilité hors amplification;
3. l'instant du maximum t_0 est tiré de manière uniforme durant la durée d'observation. On garde une marge de 150 jours avant le début et après la fin des observations de manière à tenir compte de notre sensibilité à des événements non entièrement contenus dans la période d'observation;
4. le paramètre d'impact u_0 est tiré de manière uniforme entre 0 et 2, correspondant aux événements d'amplification suffisante ($A > 1.06$) par rapport à notre résolution photométrique.

Sur la figure 5.3 on représente une courbe de lumière typique d'une étoile de flux uniforme. On applique à cette courbe de lumière la procédure décrite ci-dessus. Le résultat est la courbe de lumière de droite où on observe une nette amplification du flux autour de la date 2400.

5.3 Le calcul de la ligne de base

A chaque mesure i d'une courbe de lumière, on associe un flux ϕ_i et son erreur σ_i . La séparation entre la mesure ϕ_i et la ligne de base $\bar{\phi}$ sera donnée en unités de σ_i . Les événements microlentilles sont recherchés *via* une déviation notable, par rapport à la

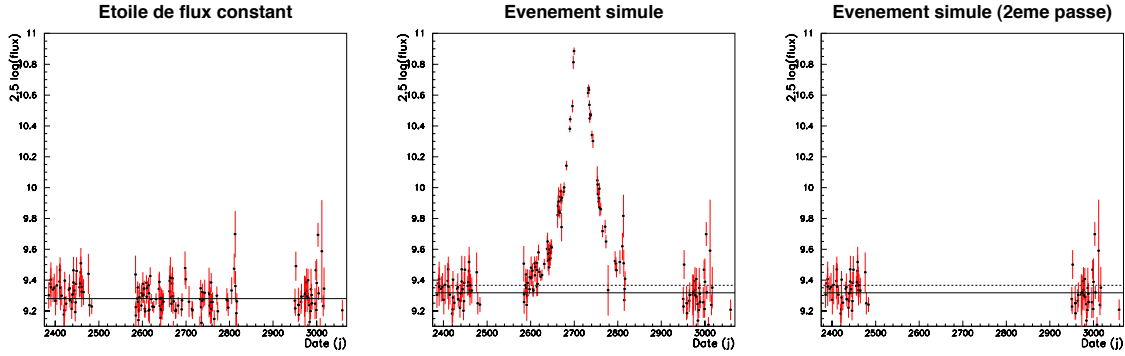


FIG. 5.3 – Courbe de lumière d’une étoile de flux constant (à gauche), avec un événement microlentille superposé de paramètres $u_0 = 0.13$ et $\Delta t = 70$ jours (au milieu), mesures subsistant après élimination de la principale fluctuation (à droite). Le trait tireté donne la ligne de base estimé en une étape. Le trait plein donne la ligne de base estimé à la deuxième étape.

ligne de base, d’une série de points consécutifs sur une courbe de lumière par rapport à la ligne de base. Il est donc important d’avoir une méthode d’estimation de celle-ci, fiable non seulement pour des courbes de lumière uniformes¹, mais aussi peu sensible à une éventuelle fluctuation provoquée par un effet de lentille. Chaque méthode de calcul du flux de base s’effectue en deux étapes. Tout d’abord on procède à une première estimation en utilisant tous les points de la courbe de lumière (première étape); ensuite on affine l’estimation en écartant les mesures associées à la principale fluctuation constituée d’au moins quatre points consécutifs situés à plus de 1 écart type du flux de base et dont au moins un point est situé à plus de 1.5 écart type (deuxième étape). La figure 5.3 (à droite) illustre l’effet de cette procédure. Nous présentons ici un nouvel estimateur du flux de base dont nous comparons les qualités au meilleur estimateur utilisé auparavant [Pal97a].

5.3.1 Méthode 1 : Distribution de densité de probabilité

Détermination du flux de base $\bar{\phi}$

Considérons les flux mesurés pour une courbe de lumière donnée. On fait l’hypothèse que la mesure ϕ d’un flux de valeur Φ est le résultat du tirage aléatoire d’une distribution représentée par la densité de probabilité *a priori* pdf(ϕ, Φ) centrée sur Φ :

$$\text{pdf}(\phi, \Phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \frac{-(\phi - \Phi)^2}{2\sigma^2} \text{ avec } \sigma = 3 \times \sigma_{int} , \quad (5.5)$$

où σ_{int} est égal à la dispersion intrinsèque (la définition de la dispersion et la justification du facteur 3 seront données à la fin de ce paragraphe).

1. Une courbe de lumière uniforme est obtenue par des mesures successives d’une étoile de flux constant.

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

Si ϕ_i représente l'ensemble des mesures du flux obtenues pour cette courbe de lumière, on considère que la densité de mesures pour un flux Φ est donnée par la somme des densités :

$$\text{dens}(\Phi) \propto \sum_{\text{mesures } \phi_i} \text{pdf}(\Phi, \phi_i) . \quad (5.6)$$

Nous définissons la ligne de base $\bar{\phi}$ associée à la courbe de lumière comme la valeur de Φ

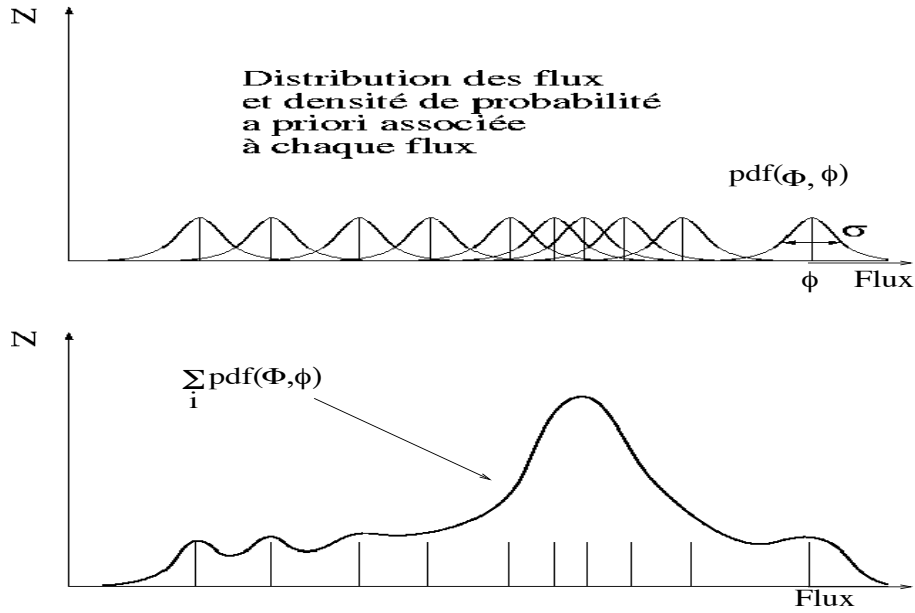


FIG. 5.4 – Principe de la détermination de la densité de mesures. A chaque mesure de flux ϕ_i (représentée par un trait vertical) on associe une densité de probabilité gaussienne en Φ $\text{pdf}(\Phi, \phi_i)$, centrée sur ϕ_i et de largeur σ (figure du haut). La densité de mesures est donnée par la somme des densités $\sum \text{pdf}(\Phi, \phi_i)$ (figure du bas).

pour laquelle cette densité est maximale. La figure 5.3.1 illustre la détermination du flux de base par cette méthode.

Précision sur la valeur de $\bar{\phi}$

Pour estimer la précision de la détermination du flux de base, on effectue un développement en série de Taylor autour de $\bar{\phi}$ du logarithme de la densité de mesures, noté K :

$$K = \ln [\text{dens}(\Phi)] , \quad (5.7)$$

$$K = K_0 + \frac{1}{2} \frac{d^2 K}{d\Phi^2} \Big|_{\bar{\phi}} (\Phi - \bar{\phi})^2 + \dots \quad (5.8)$$

(On a tenu compte du fait que $dK/d\Phi = 0$ au maximum $\bar{\phi}$)

5.3. Le calcul de la ligne de base

En ignorant les termes d'ordre supérieur à deux, et en prenant l'exponentielle du développement précédent on obtient :

$$\text{dens}(\Phi) \propto \exp \left(\frac{1}{2} \frac{d^2K}{d\Phi^2} \Big|_{\bar{\phi}} (\Phi - \bar{\phi})^2 \right) . \quad (5.9)$$

La densité de mesures autour du maximum se trouve ainsi approchée par une distribution normale dont la largeur à mi-hauteur Σ est donnée par la relation :

$$\Sigma = \left(-\frac{d^2K}{d\Phi^2} \Big|_{\bar{\phi}} \right)^{-1/2} . \quad (5.10)$$

Le maximum de la densité, *i.e* notre flux de base, est alors donné en première approximation par :

$$\text{flux de base} = \bar{\phi} \pm \frac{\Sigma}{\sqrt{N}} , \quad (5.11)$$

où N représente le nombre de mesures utilisées pour la détermination du flux de base.

5.3.2 Méthode 2: Histogramme des flux

Le meilleur estimateur du flux de base utilisé auparavant est décrit dans [Pal97a]. On considère l'histogramme rempli avec les valeurs de flux de la courbe de lumière. La largeur des canaux de l'histogramme est égale à la dispersion intrinsèque des mesures. On ajuste une parabole sur trois canaux centrés sur le canal le plus peuplé. Le maximum de la parabole définit alors le flux de base. On voit sur la figure 5.5 les éléments des deux méthodes d'estimation du flux de base dans les cas d'une courbe de lumière d'une étoile de flux constant, d'un événement microlentille superposé et dans le cas où on a supprimé la bosse associée.

5.3.3 Mise en œuvre et test du calcul du flux de base

Choix de la meilleure méthode

- *Comparaison des méthodes* : Considérons une courbe de lumière uniforme prise dans nos données. On calcule la moyenne des flux mesurés en éliminant les points situés à plus de trois écarts types d'une moyenne initiale pour éviter l'effet d'éventuelles mesures aberrantes. Appelons le nombre obtenu « Moyenne plate » :

$$\text{Moyenne plate} = \langle \text{flux} \rangle \mid (\text{après nettoyage}) . \quad (5.12)$$

Nous prendrons cette moyenne comme référence, supposant qu'elle constitue le meilleur estimateur du flux de base pour une courbe de lumière uniforme (ce qui est d'autant

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

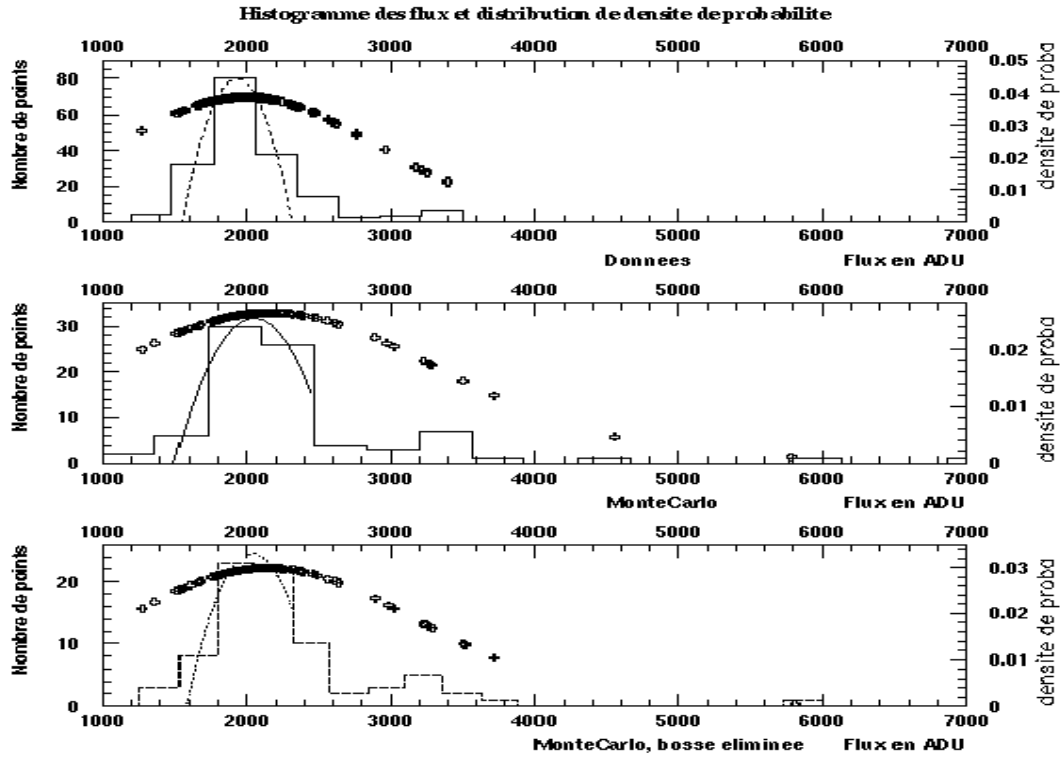


FIG. 5.5 – Histogramme des flux et distribution de densité de probabilité (croix) - En haut, cas d'une courbe de lumière plate, au milieu avec un événement de microlentille superposé et en bas après en avoir éliminé la principale bosse. On a représenté la parabole ajustée aux trois canaux centrés sur le canal le plus peuplé (méthode 2).

plus vrai qu'on dispose d'un plus grand nombre de mesures). Mais cet estimateur peut s'éloigner notablement du flux de base pour des étoiles subissant un effet de microlentille. On cherche ici à obtenir un estimateur du flux de base qui reproduise la moyenne des flux observés pour une étoile de flux constant et qui soit capable de retrouver une valeur aussi proche que possible de cette moyenne lorsque l'étoile subit un effet de lentille.

En d'autres termes, on cherche à ce que la méthode soit le moins sensible possible à la présence d'une fluctuation sur une courbe de lumière. Pour les comparaisons, on estime donc le flux de base tout d'abord pour les courbes de lumière uniformes puis pour les données modifiées par l'effet de lentille superposé (événements simulés). On compare les valeurs du flux de base obtenues à la moyenne plate. Pour ce faire on remplit des histogrammes avec les différences entre la valeur du flux de base et la moyenne plate, en unités de sigma intrinsèque :

$$\text{Estimateur} = \frac{F_{\text{base}} - \text{Moyenne plate}}{\sigma_{\text{int}}} . \quad (5.13)$$

Un estimateur sera d'autant meilleur que la valeur moyenne de l'histogramme sera proche de 0 et sa dispersion petite.

Estimation du flux de base en 2 passes, evenements simules, methode 1

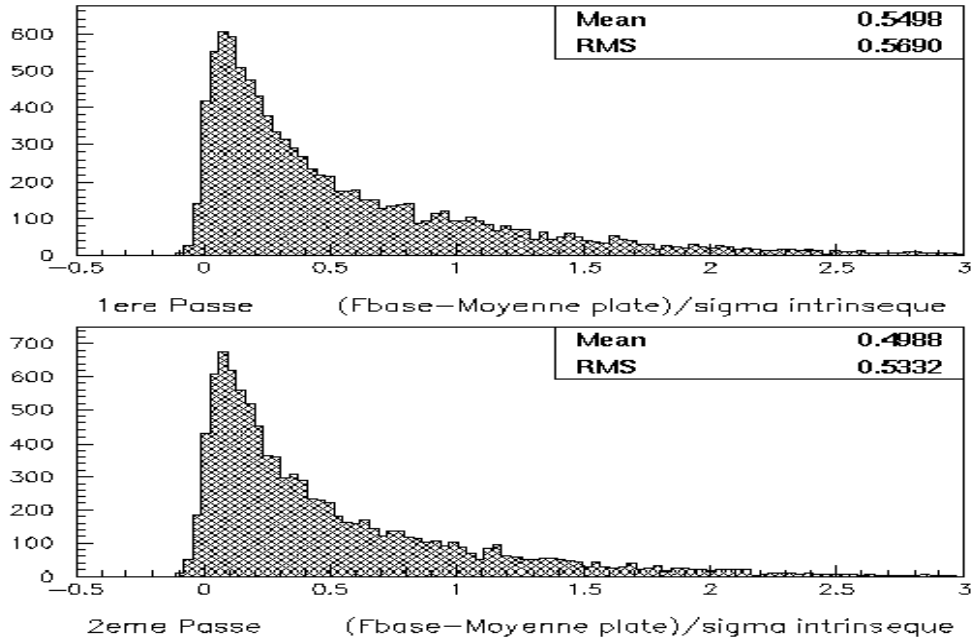


FIG. 5.6 – Valeur de l’estimateur de l’équation 5.13 sur des événements simulés, après la première étape (en haut), et après avoir éliminé du calcul de flux de base la principale fluctuation (en bas).

Sur la figure 5.6 on voit l’amélioration de l’estimation du flux de base pour les données simulées qu’apporte le calcul du flux de base en deux étapes. La moyenne des écarts entre le flux de base et la « moyenne plate » (en unités de sigma intrinsèque) est ainsi passée de 0.55 à 0.50, la valeur du RMS passant de 0.57 à 0.53. La petitesse de la correction apportée par la suppression des points de la bosse reflète la faible sensibilité de l’estimateur à une variation de luminosité accidentelle.

Comparons les résultats obtenus avec chacune des deux méthodes (figure 5.7) pour les données et pour les événements simulés. On peut remarquer que, quelle que soit la méthode, l’estimation du flux de base pour les courbes de lumière plates n’est pas significativement biaisée. La moyenne pour la méthode 1 vaut 0.002 tandis que pour la méthode 2 elle vaut -0.017. La méthode 1 est celle qui a le RMS le plus petit, 0.04 contre 0.24 pour la méthode de l’histogramme. La méthode 1 fournit donc l’estimateur qui est le plus proche de la moyenne pour des courbes de lumière plates. Lorsqu’on superpose un événement microlentille aux données, les pics des distributions sont déplacés (on surestime le flux de base) et leur dispersion augmente. Pour la méthode 1, la moyenne de la distribution des écarts vaut 0.50, le RMS valant 0.53. Pour la méthode 2, la moyenne de la distribution des écarts vaut 0.39 et le RMS 0.52. Il reste donc un biais qui semble ne pas être dû aux pics des effets de lentille puisque l’estimation du flux de base se fait en

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

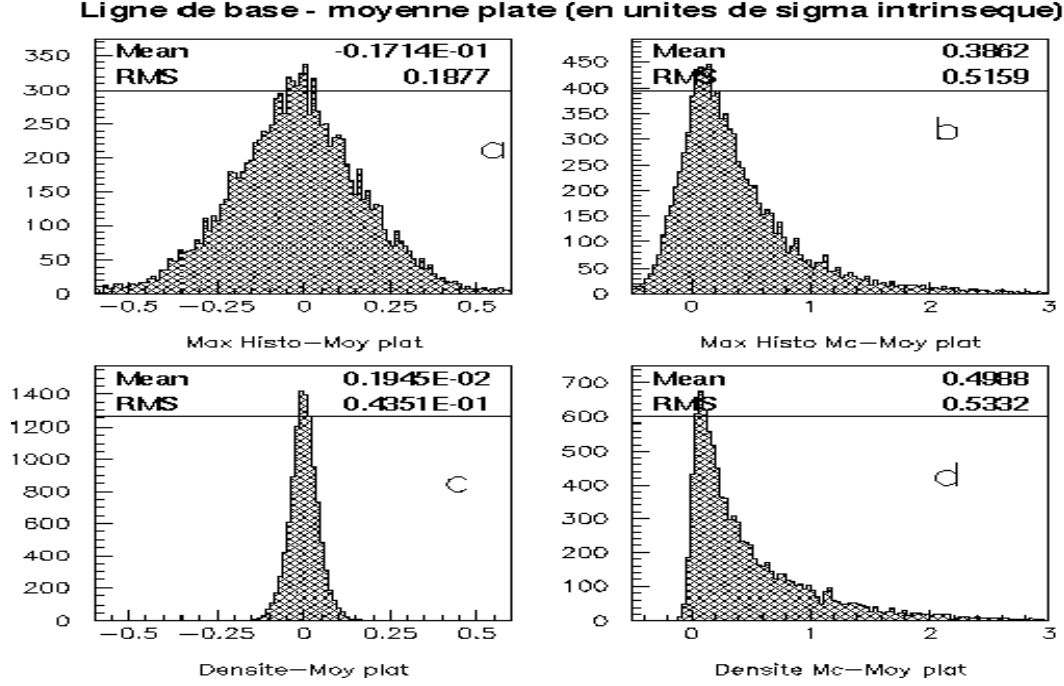


FIG. 5.7 – Estimation de la ligne de base. On porte la distribution de $(F_{base} - \text{Moyenne plate})/\sigma_{int}$ pour la méthode 2 en haut (a, b) et la méthode 1 en bas (c, d). La distribution obtenue pour les données est à gauche et pour les événements simulés à droite.

deux étapes. Il nous faut donc comprendre l'origine de ce biais et aller plus loin dans la comparaison des deux méthodes.

Nous allons comparer, pour chaque méthode, les différences de flux de base entre événements avec et sans effet de lentille (resp. $Flux\ base_{simulé}$ et $Flux\ base_{plat}$) en unités de dispersion intrinsèque σ_{int} :

$$bias = \frac{Flux\ base_{simulé} - Flux\ base_{plat}}{\sigma_{int}}. \quad (5.14)$$

Nous aurons ainsi une estimation du biais que peut introduire chaque méthode. Les résultats sont présentés (figure 5.8) en fonction de la durée de l'événement Δt , pour différentes gammes de valeurs du paramètre d'impact u . On voit qu'il y a un biais dans ces distributions. Celui-ci est d'autant plus important que le paramètre d'impact est petit (grande amplification maximale). De même, la dispersion des écarts augmente lorsque le paramètre d'impact diminue. Le biais est présent quel que soit l'estimateur utilisé. On constate que la dispersion des écarts entre les flux de base avec et sans effet de lentille est plus importante pour la méthode 2 que pour la méthode 1.

- *Interprétation du biais* : Pour essayer d'expliquer ce biais nous étudions l'influence que peuvent avoir les points de la courbe de lumière situés en dehors de la bosse telle que nous

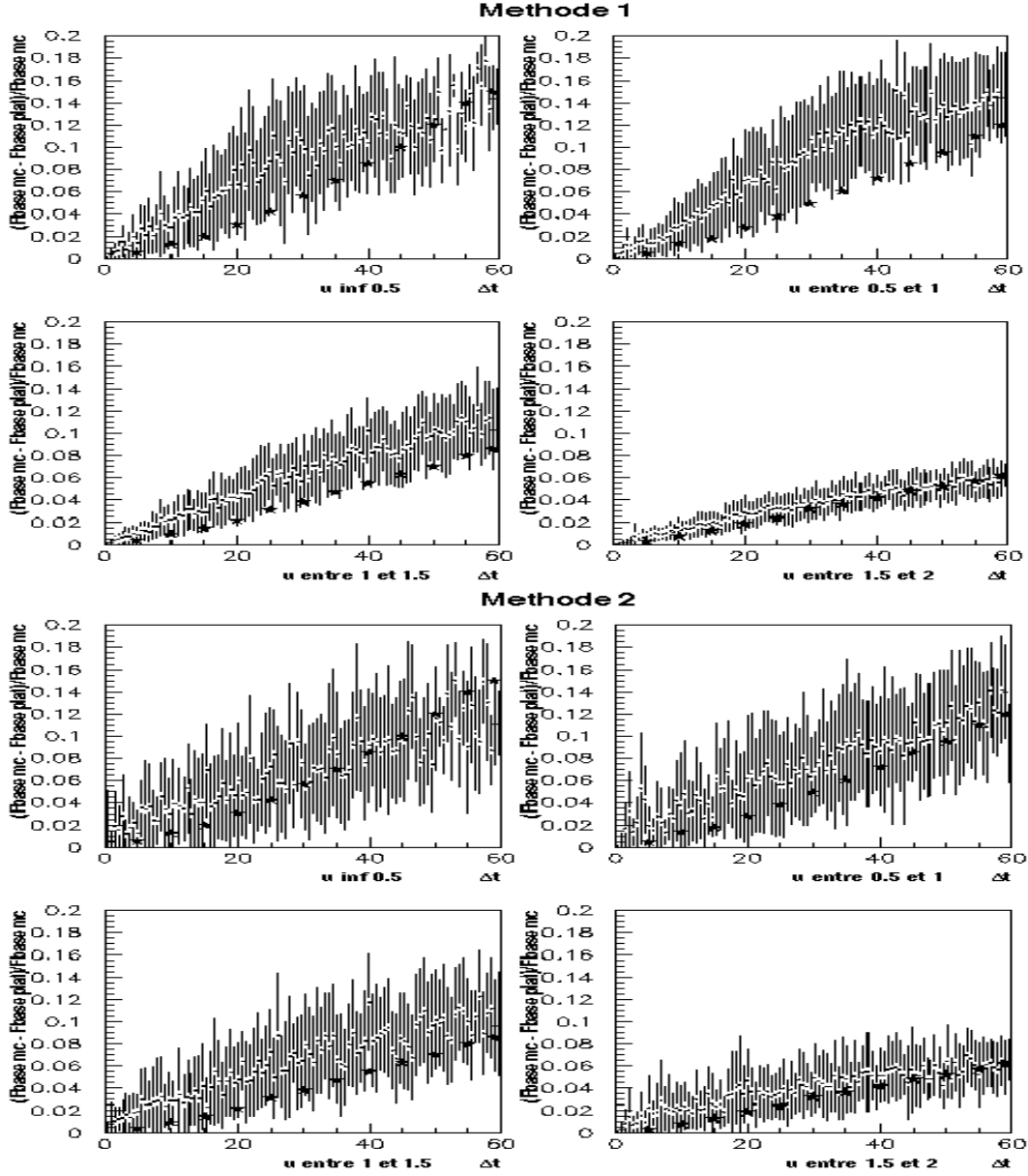


FIG. 5.8 – Différences entre l'estimation de la base avec et sans effet de lentille, obtenue par la méthode 1 (en haut) et la méthode 2 (en bas), en fonction de la durée Δt de l'événement superposé, pour différentes plages de paramètres d'impact. Pour chaque canal de Δt le point représente la moyenne des différences trouvées et les barres correspondent à la dispersion. Les symboles étoilés représentent la distribution d'amplification moyenne \bar{A} "hors de la bosse".

la définissons. On considère un événement microlentille de paramètre d'impact u_0 et de durée Δt , le maximum d'amplification ayant lieu au milieu de la période d'observation. On calcule une amplification « moyenne » \bar{A} sur la durée de l'expérience excluant l'intervalle

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

à $\pm 2\Delta t$ du maximum (cf. figure 5.9) :

$$\bar{A} = \frac{\int_0^{t_0-2\Delta t} A(t) dt + \int_{t_0+2\Delta t}^{250} A(t) dt}{(250 - 4\Delta t)}, \quad (5.15)$$

où $A(t)$ est l'amplification subie par l'étoile au temps t . L'évolution de \bar{A} avec u_0 et Δt est présentée par les symboles étoilés de la figure 5.8. Cette variable \bar{A} suit le comportement du

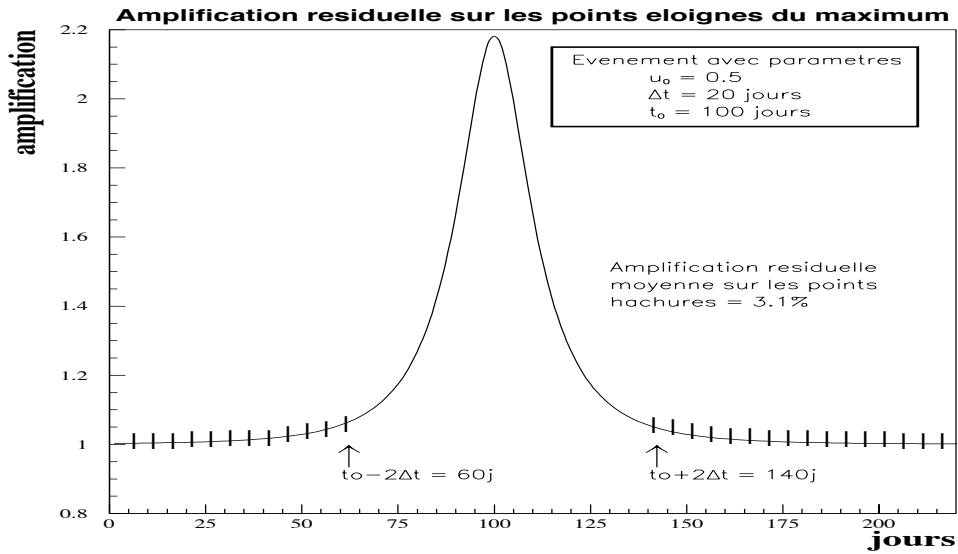


FIG. 5.9 – Schéma de principe du calcul de l'amplification moyenne sur les points en dehors de la bosse. Le biais est défini comme l'amplification résiduelle moyenne hors de l'intervalle à $\pm 2\Delta t$ du maximum (zone hachurée).

biais observé sur la figure 5.8. Le biais n'est donc pas intrinsèque aux méthodes mais peut être compris comme l'influence de l'effet de lentille bien au-delà d'un rayon d'Einstein, provoquant l'amplification de tous les flux de la courbe de lumière. Dans le cas idéal d'une durée d'observation de plusieurs années pour des événements de quelques dizaines de jours, le biais disparaîtrait.

La forme des distributions de la figure 5.7 (à droite) est le résultat de la projection des distributions de la figure 5.8; l'évolution de la moyenne "hors de la bosse" \bar{A} avec les paramètres de l'effet de lentille permet de comprendre leur allure disymétrique. La queue vers les grandes valeurs provient en effet de l'amplification moyenne des points situés hors de la bosse pour des effets de lentille longs et/ou à forte amplification. L'aspect plus piqué pour la méthode 1 (cf. figure 5.7) provient du fait que les écarts de flux de base entre événements avec et sans effets de lentille sont moins dispersés, donc mieux estimés que par la méthode 2. On constate aussi que pour une valeur de u et une valeur de Δt données

la méthode 1 est celle qui reproduit le plus fidèlement (*i.e* de manière moins dispersée) le biais attendu.

Précision de la méthode 1

Précision sur le maximum de la distribution de densité de probabilité

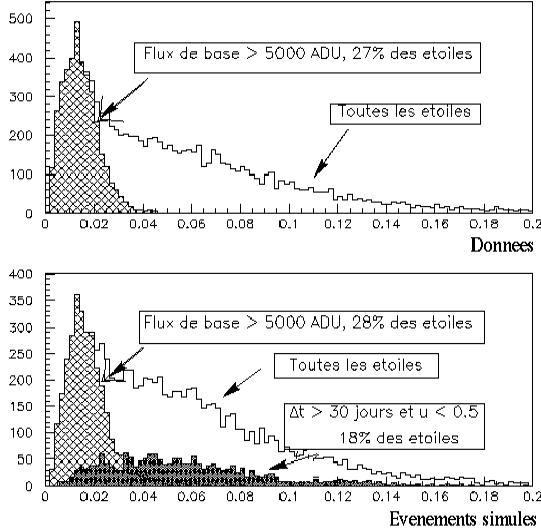


FIG. 5.10 – Précision relative sur le flux de base par la méthode 1 pour les données (en haut) et pour les événements simulés (en bas) ($\Delta t > 30$ jours et $u < 0.5$ correspondent à des courbes de lumière avec peu de points sur la ligne de base).

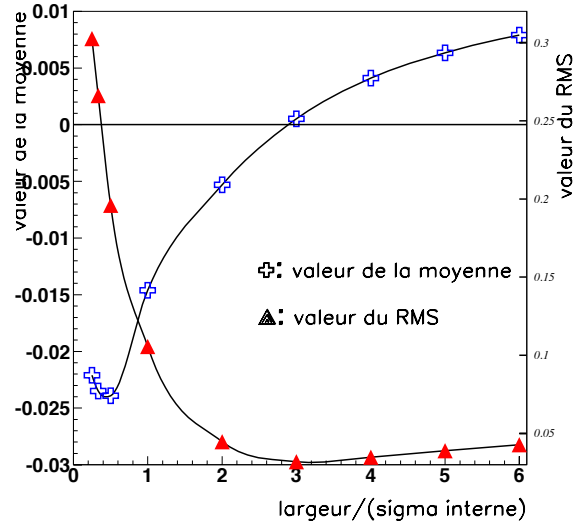


FIG. 5.11 – Valeur moyenne et RMS des distributions de l'écart relatif entre la valeur de flux de base (méthode 1) et la Moyenne Plate pour différentes largeurs de gaussiennes utilisées par la méthode 1 (données).

On peut par ailleurs estimer la précision avec laquelle on évalue le flux de base (cf. 5.3.1 pour cette estimation). Celle-ci est de l'ordre de quelques % comme le montre la figure 5.10. Elle est du même ordre de grandeur pour les données et pour les événements simulés. L'essentiel de la queue de la distribution est dû aux étoiles peu brillantes ou, dans le cas du Monte-Carlo, à des événements à petit paramètre d'impact et/ou de grande durée.

Largeur des gaussiennes utilisées

Revenons sur le choix de la largeur des gaussiennes utilisée dans la définition de la densité de probabilité.

Soit Δ_i la différence entre le flux $F(t_i)$ mesuré au temps t_i et l'interpolation linéaire

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

faite à partir des deux mesures voisines $F(t_{i-1})$ et $F(t_{i+1})$:

$$\Delta_i = F(t_i) - (F(t_{i-1}) + [F(t_{i+1}) - F(t_{i-1})] \times R_i) \quad \text{avec } R_i = \frac{t_i - t_{i-1}}{t_{i+1} - t_{i-1}}. \quad (5.16)$$

Les tirages de $F(t_i)$, $F(t_{i-1})$ et $F(t_{i+1})$ sont supposés indépendants. La dispersion intrinsèque des mesures σ_{int} est égale à l'écart type de la distribution $\Delta_i / \sqrt{2(R_i^2 - R_i + 1)}$.

On constate sur la figure 5.11 que la valeur moyenne et la dispersion de la distribution donnant l'écart entre le flux de base et la moyenne plate sont minimales pour une largeur égale à trois fois la dispersion intrinsèque. Ceci explique notre choix. Précisons que ce choix n'est pas très crucial.

5.4 Filtrage de premier niveau

L'expérience EROS II effectue un suivi photométrique régulier de plusieurs dizaines de millions d'étoiles : 30 millions vers le LMC, 20 vers le Centre Galactique, 10 vers les BRAS SPIRAUX et 5 vers le SMC. A ce jour seuls les programmes SMC et BRAS SPIRAUX ([Pal97b], [Der98] et [Der99]) ont subi une analyse complète. A cette occasion il a pu être remarqué la difficulté de la gestion de l'analyse et de son optimisation. La difficulté s'accroît avec le nombre d'étoiles et le nombre de champs étudiés. Il a donc été décidé d'élaborer un filtre de premier niveau ne conservant que les quelque 10% d'étoiles les plus variables. Ces étoiles sont alors écrites dans des fichiers de suivi « réduits ».

Un ensemble de quatre filtres, complémentaires dans leurs attributions, a été développé. Les deux premiers sont spécifiques à la recherche d'événements de microlentille, les deux autres doivent permettre de sélectionner les étoiles variables (ils seront d'ailleurs utilisés au chapitre 7 pour la recherche d'étoiles variables périodiques).

5.4.1 Filtre 1a : Probabilité de fluctuation

Une fluctuation est définie comme un ensemble de N points consécutifs situés du même côté de la ligne de base (cf. figure 5.19). Si les points sont situés au-dessus de la ligne de base on parle de fluctuation positive, s'ils sont situés en-dessous de la ligne de base on parle de fluctuation négative. Sur chaque courbe de lumière on détecte un nombre N_k de fluctuations dont la signification statistique est donnée par la probabilité P_k de fluctuation du groupe de points considéré, dans l'hypothèse d'une étoile de flux stable. Dans cette hypothèse et en supposant que nos erreurs sont gaussiennes, P_k vaut :

$$P_k = \prod_{i=1}^{N_k} \text{Probabilité}((\phi > (\text{ou } <) \phi_{ik} \mid \bar{\phi}, \sigma_{ik})) , \quad (5.17)$$

pour un ensemble de points se trouvant au-dessus (ou en-dessous) de la ligne de base $\bar{\phi}$. Pour les fluctuations positives cette probabilité peut s'écrire :

$$P_k = \prod_{i=1}^{N_k} \left[\int_{\phi_{ik}}^{\infty} \exp -\frac{(t - \bar{\phi})^2}{2\sigma_{ik}^2} dt \right] \quad (5.18)$$

$$= \prod_{i=1}^{N_k} \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{(\phi_{ik} - \bar{\phi})}{\sqrt{2}\sigma_{ik}} \right) \right) . \quad (5.19)$$

Pour les fluctuations négatives cette probabilité s'écrit :

$$P_k = \prod_{i=1}^{N_k} \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{(-\phi_{ik} + \bar{\phi})}{\sqrt{2}\sigma_{ik}} \right) \right) . \quad (5.20)$$

On préfère travailler avec les logarithmes $LP_k = \operatorname{signe}(fluctuation) \times |\log(P_k)|$, affectés d'un signe positif ou négatif selon que la fluctuation est positive ou négative.

On sélectionne les courbes de lumière dont les principales fluctuations² en rouge et en bleu sont de même signe et satisfont à :

$$\mathbf{Filtre 1a} : LP_1(R)^2 + LP_1(B)^2 \geq \begin{cases} 15^2 & \text{si } LP_1(R) \geq 0 \ \& \ LP_1(B) \geq 0 , \\ 10^7 & \text{si } LP_1(R) \leq 0 \ \& \ LP_1(B) \leq 0 . \end{cases} \quad (5.21)$$

Ce genre de définition portant sur une combinaison de variables dans les deux couleurs présente l'avantage de conserver une signification même lorsqu'une des deux couleurs fait défaut. Nous conservons un lot restreint de courbes de lumière présentant de grandes fluctuations négatives en vue d'une utilisation possible pour contrôler le bruit de fond. En effet si en fin d'analyse il nous restait quelques courbes de lumière d'étoiles variables (bruit de fond physique) présentant des bosses significatives, nous devrions aussi en trouver possédant des creux significatifs.

La figure 5.12 en haut à gauche montre la distribution pour les données de $LP_1(R)$ (rouge) en fonction de $LP_1(B)$ (bleu). Les points se répartissent en quatre quadrants (notés a, b, c et d) suivant les signes respectifs des quantités LP_1 associées à chaque fluctuation principale détectée. La majorité des étoiles ayant des flux constants, des petites fluctuations statistiques vont être généralement trouvées, et les quatre quadrants vont être remplis pour les faibles valeurs de fluctuation LP_1 . Le quadrant (c), correspondant au cas où les fluctuations principales en rouge et en bleu sont négatives, est le plus peuplé. Ce quadrant regroupe en majorité des étoiles de faible flux (figure en haut à droite); la résolution photométrique est moins bonne pour ces étoiles faibles que pour les étoiles brillantes (cf. figure 5.15) et l'effet des fluctuations statistiques est en valeur relative plus important pour des fluctuations vers le bas que pour les fluctuations vers le haut.

2. Les principales fluctuations, auxquelles on attribue l'indice 1, sont les moins probables.

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

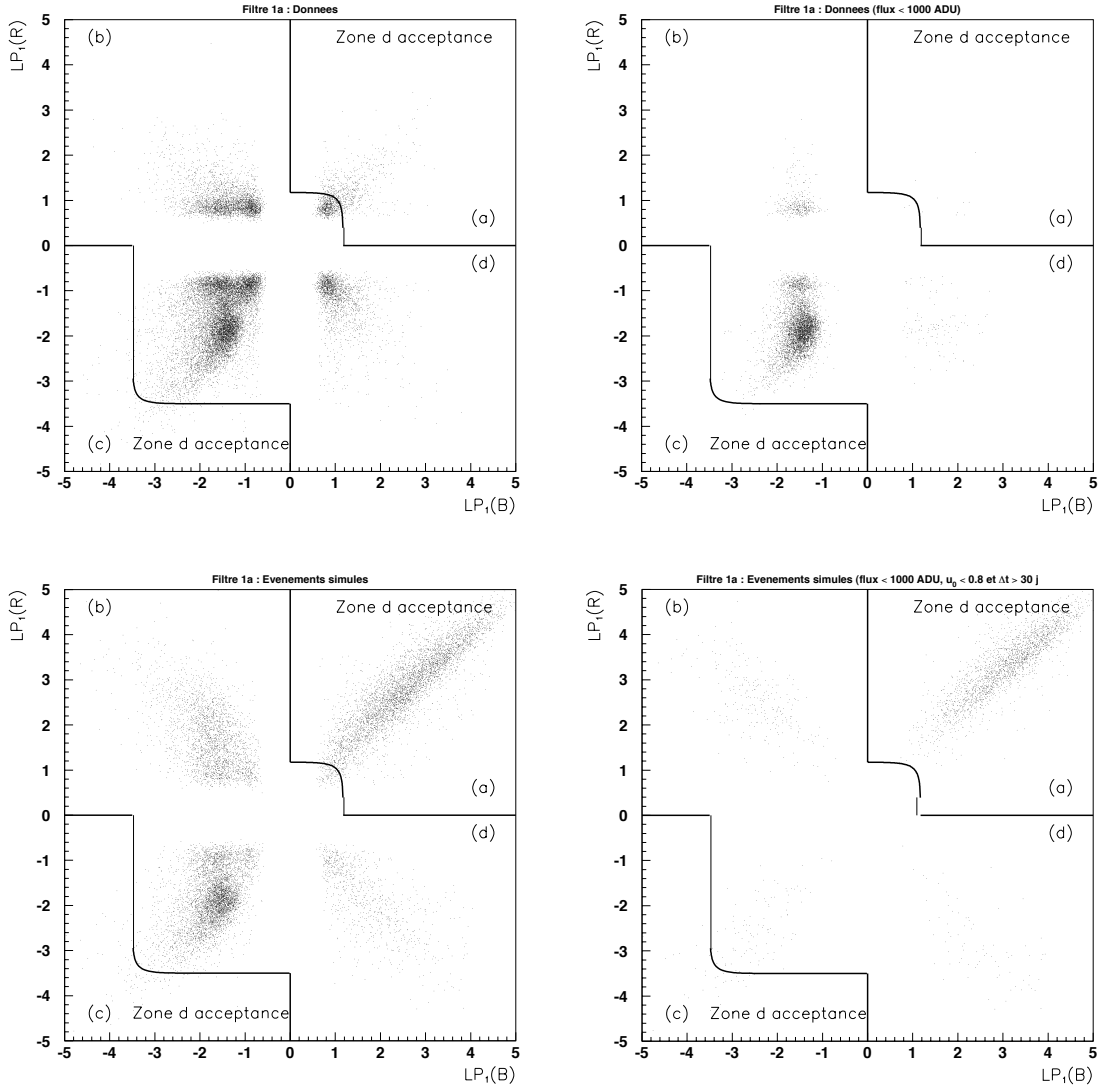


FIG. 5.12 – *Filtre 1a. Distribution de $LP_1(R)$ en fonction de $LP_1(B)$ pour l'ensemble des données (en haut à gauche), pour des étoiles dont le flux de base est < 1000 ADU (en haut à droite). En bas à gauche, on représente la distribution pour des événements simulés et à droite pour ceux ayant un flux de base > 1000 ADU et dont les paramètres sont $u_0 < 0.8$ et $\Delta t > 30$ jours, c'est-à-dire sur les événements pour lesquels nous attendons une bonne sensibilité. Les deux zones d'acceptance du filtre sont délimitées par la courbe en trait plein.*

Les courbes de lumière qui nous intéressent sont celles des quadrants (a) et (c) présentant de fortes fluctuations. La zone d'acceptance du filtre est montrée sur la figure 5.12 dans le plan $(LP_1(R), LP_1(B))$, pour les données et les événements simulés. Sur la figure du bas à gauche certaines courbes de lumière simulées avec amplification du flux sont sélectionnées pour avoir présenté des creux significatifs. Cela est dû au fait que les caractéristiques de

ces événements (petites amplifications et/ou durée) n'ont pas permis de les différencier des fluctuations statistiques. La figure du bas à droite montre la distribution de $LP_1(R)$ en rouge en fonction de $LP_1(B)$ en bleu pour des événements simulés avec une grande amplification ($u_0 < 0.8$) et une durée importante ($\Delta t > 30$ jours), sur des étoiles de flux suffisant (flux de base > 1000 ADU). La majorité de tels événements simulés sont situés dans la région acceptée.

5.4.2 *Filtre 1b : Nombre de points déviants*

Ce filtre est similaire à celui décrit dans *Ansari et al* [Ans96b]. Dans une fenêtre glissante de cinq mesures successives (correspondant à environ deux semaines pour le programme BRAS SPIRAUX), on calcule le nombre de déviations standard par rapport à la ligne de base. Pour une mesure j contenue dans la fenêtre, la déviation standard est définie à partir de la dispersion des flux le long de la courbe de lumière σ_{clum} , et de l'erreur σ_j sur le flux de la mesure j par l'expression :

$$\sigma_{j,clum} = \sqrt{\sigma_j^2 + \sigma_{clum}^2} . \quad (5.22)$$

Cette définition nous permet d'éviter d'être gênés par des mesures ayant des erreurs accidentellement faibles. La courbe de lumière est sélectionnée s'il y a, dans au moins une fenêtre, $N_R + N_B \geq 8$ points en rouge et en bleu s'écartant de plus d'un écart standard de la ligne de base :

$$\mathbf{Filtre\ 1b} : N_R + N_B \geq 8 \mid \text{écart/base} > \sigma_{j,clum} . \quad (5.23)$$

L'effet de ce critère sur les données et sur trois ensembles d'événements simulés est représenté sur la figure 5.13. Les événements de courtes durées ne sont pas très bien sélectionnés par ce filtre, et l'essentiel des événements de longue durée non sélectionnés ont été simulés sur des étoiles faibles et/ou faiblement amplifiées.

5.4.3 *Filtre 1c : Filtre de dispersion*

Les étoiles variables de courte période - c'est-à-dire de période proche de l'échantillonnage - ne sont pas identifiées par les filtres précédents. La figure 5.14 montre la courbe de lumière d'une étoile variable de type RR Lyræ (cf. chapitre 7 et la description du programme de recherche d'étoiles variables périodiques) de période 0.61611 jours. La courbe de lumière est instable, sans comprendre de fluctuations durables significatives. Un moyen efficace de sélectionner ce type d'étoiles serait d'utiliser un algorithme de recherche de périodicité, mais cette méthode est excessivement coûteuse en temps de calcul et ne sera utilisée que pour des recherches spécifiques (cf. chapitre 7). Pour cette étoile les variations de flux d'une mesure à l'autre sont significativement plus importantes que les

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

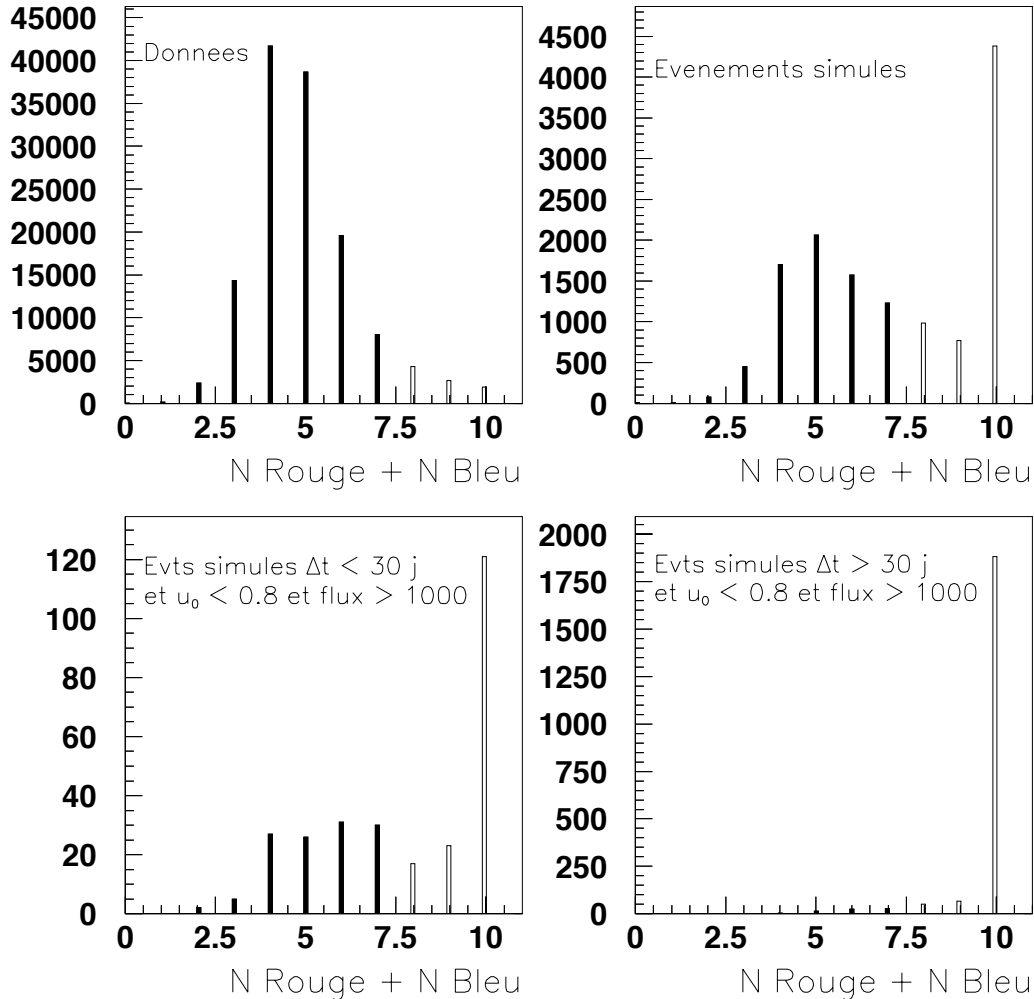


FIG. 5.13 – *Filtre 1b*. Nombre de points déviants, pour les données (en haut à gauche), pour les événements simulés (en haut à droite). En bas on montre la distribution du nombre de points déviants pour des événements simulés sur des étoiles suffisamment brillantes (flux de base > 1000 ADU), avec une forte amplification ($u_0 < 0.8$) pour deux ensembles de durées : $\Delta t < 30$ jours (à gauche) et $\Delta t > 30$ (à droite). La partie noircie de l’histogramme correspond aux courbes de lumière ne satisfaisant pas le critère 1b.

incertitudes photométriques. Nous allons utiliser ce fait et comparer pour chaque étoile de flux de base $\bar{\phi}$, la dispersion relative des mesures $\sigma_{mes}/\bar{\phi}$ le long de la courbe de lumière à la résolution photométrique moyenne³ $\langle \sigma_{resol} \rangle$ des étoiles de même flux; on construit

3. Cette « résolution moyenne » est estimée à partir de la distribution des résolutions des étoiles de même flux à l’aide de l’algorithme de recherche de ligne de base décrit au §5.3 page 82, qui donne en fait

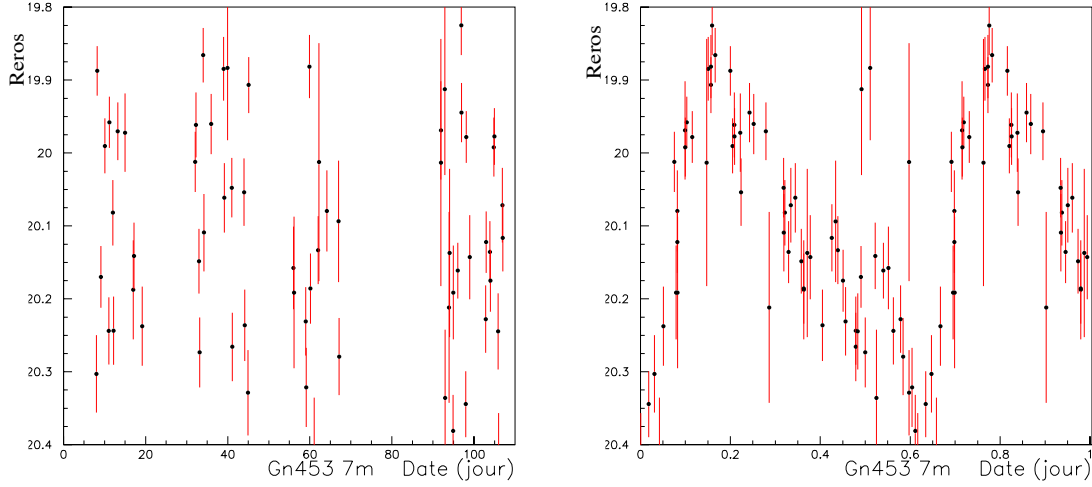


FIG. 5.14 – Exemple d’une étoile variable de type RR Lyræ (cf. chapitre 7 pour la recherche d’étoiles variables périodiques). A gauche est présentée sa courbe de lumière, très instable mais ne présentant pas de fluctuation durable. A droite est représentée la même courbe de lumière après repliement sur sa période (0.61611 jours).

donc la variable :

$$\zeta = \frac{\sigma_{mes} / \bar{\phi}}{\langle \sigma_{resol} \rangle} . \quad (5.24)$$

Ce rapport sera en principe élevé si l’étoile n’a pas un flux constant. La figure 5.15 à gauche montre la dispersion relative $\sigma_{mes} / \bar{\phi}$ le long de la courbe de lumière de chaque étoile, en fonction du logarithme du flux, pour un champ du LMC. Ce champ comprend une vingtaine de céphéides [Bau97] nous permettant de contrôler l’acceptance des filtres aux étoiles variables périodiques. Ces céphéides présentent en effet une dispersion photométrique nettement supérieure à la précision photométrique la plus probable des étoiles de flux équivalent (courbe en gros points).

Encore une fois nous allons combiner les variables estimées en rouge et en bleu, et sélectionner les étoiles variables avec le critère :

$$\mathbf{Filtre\ 1c} : (\zeta(R) - 1)^2 + (\zeta(B) - 1)^2 \geq 10 . \quad (5.25)$$

La zone d’acceptance de ce critère dans le plan $(\zeta(R), \zeta(B))$ correspond à un cercle centré sur le point (1,1) et de rayon $\sqrt{10}$ (cf. figure 5.15 à droite).

la résolution la plus probable.

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

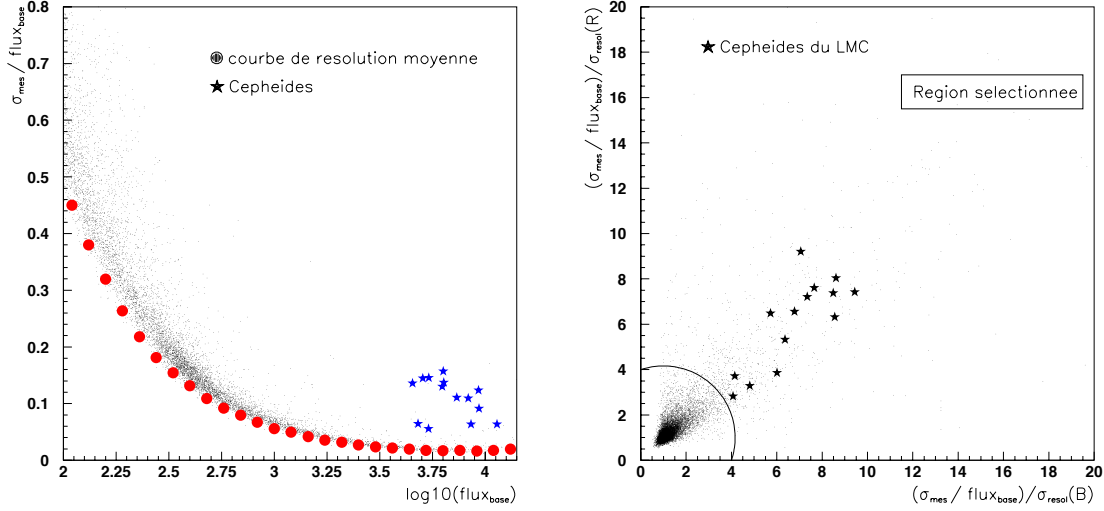


FIG. 5.15 – *Dispersion photométrique pour le champ CP001 6M dédié à la recherche de céphéides vers le LMC. Figure de gauche : $\sigma_{mes}/\bar{\phi}$ en fonction du logarithme du flux de base. Les gros points noirs (\bullet) représentent la dispersion photométrique la plus probable par intervalle de flux (cf. note de bas de la page 97). Les étoiles (\star) représentent les céphéides du catalogue LMC. Figure de droite : On représente pour les données $\zeta(R)$ en rouge en fonction de $\zeta(B)$ en bleu. Dans ce plan la coupure correspond à un cercle centré en $(1,1)$ de rayon $\sqrt{10}$. Les étoiles (\star) représentent les céphéides du catalogue LMC.*

5.4.4 Filtre 1d: Test de Kolmogorov-Smirnov

Nous utilisons le test de *Kolmogorov-Smirnov* pour éprouver l'hypothèse selon laquelle un ensemble statistique suit une certaine loi de répartition attendue. Cette loi peut être donnée sous la forme, par exemple, d'une fonction de répartition $F(x)$. Pour un échantillon de données de taille N , x_1, x_2, \dots, x_N , on définit la distribution intégrée expérimentale cumulée par $S_N(x) = i/N$, où i est le nombre de données inférieures ou égales à x .

On prend pour mesure de l'écart des répartitions théorique et statistique la valeur maximale du module de la différence entre la fonction de répartition statistique cumulée $S_N(x)$ et la fonction de répartition cumulée théorique $P(x)$ correspondante, soit :

$$D = \max |S_N(x_i) - P(x_i)|, \quad x_i = 1, \dots, N . \quad (5.26)$$

Le théorème de *Kolmogorov-Smirnov* stipule que, lorsque le nombre d'observations indépendantes N augmente, la probabilité P_{KS} d'obtenir un écart plus important que D tend vers :

$$P_{KS} = 1 - \sum_{k=-\infty}^{\infty} (-1)^k e^{-2k^2\lambda^2} \quad \text{où } \lambda = D\sqrt{N} . \quad (5.27)$$

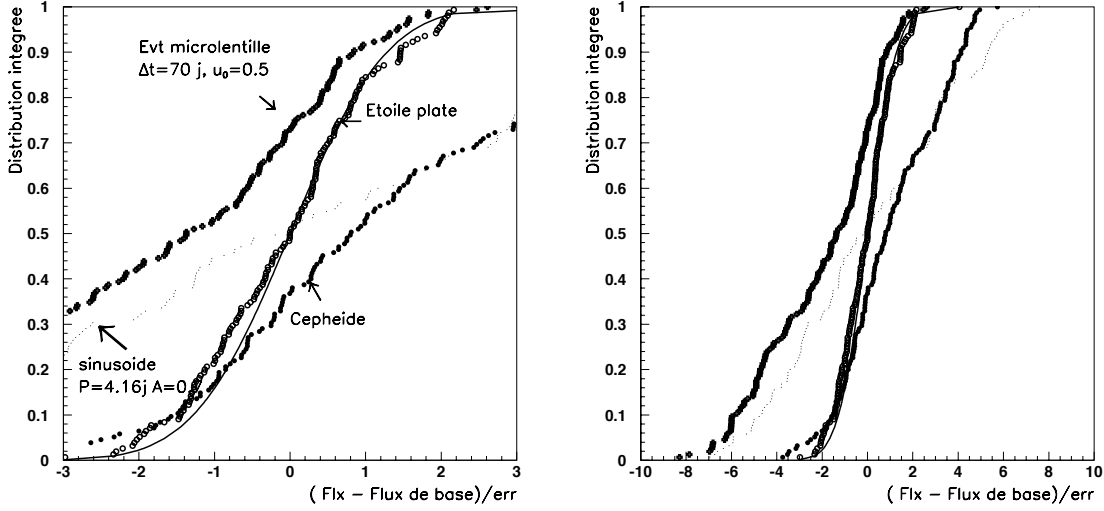


FIG. 5.16 – Principe du test de Kolmogorov-Smirnov. On représente les distributions cumulées attendues dans le cas d’une étoile de flux constant, dans le cas d’un événement microlentille ($\Delta t = 70j$, $u_0 = 0.5$), dans le cas d’une étoile simulée avec une variation sinusoïdale (de période $4.16j$ et d’amplitude 70%) et pour une céphéide du LMC de période $4.16j$. La courbe en trait plein correspond à la distribution cumulée théorique (gaussienne de largeur 1). A droite on montre les mêmes distributions sur une échelle plus grande.

Si cette probabilité est très petite, l’hypothèse que F représente la fonction de répartition des données doit être rejetée comme non vraisemblable. A l’inverse si la probabilité P_{KS} est élevée, on peut considérer que cette même hypothèse est vraisemblable.

Le filtre utilisé ici teste la compatibilité d’une série de mesures avec l’hypothèse d’une étoile de flux constant. Dans une telle hypothèse, et dans la limite où nos erreurs sont gaussiennes (ce qui est justifié d’après le travail effectué au chapitre 4 page 70), la distribution de la variable réduite $(flux - \langle flux \rangle) / \sigma_{flux}$ doit être une gaussienne centrée en zéro et de largeur unité pour l’ensemble des mesures de la courbe de lumière. Sur la figure 5.16 les distributions cumulées de $(flux - \langle flux \rangle) / \sigma_{flux}$ sont représentées pour une étoile de flux constant, pour une céphéide, pour une étoile présentant une variation sinusoïdale et pour un événement microlentille simulé. Pour une étoile de flux constant, les distributions intégrées attendue (courbe pleine de la figure 5.16) et observée sont peu discernables. La distance D est clairement plus grande pour une courbe de lumière non uniforme. Une étoile sera sélectionnée si :

$$\text{Filtre 1d} : P_{KS}(R)^2 + P_{KS}(B)^2 \leq 10^{-20} . \quad (5.28)$$

L’effet de la coupure sur les données est illustré sur la figure 5.17.

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

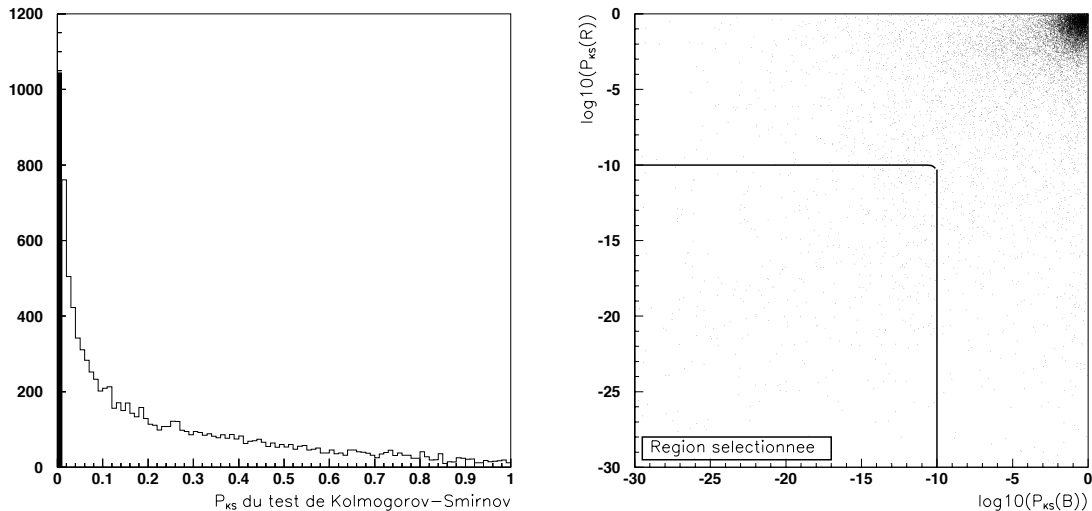


FIG. 5.17 – *Filtre 1d*: Figure de gauche : Distribution de probabilité du test de Kolmogorov-Smirnov. La partie noircie correspond au premier canal de l’histogramme, atténué d’un facteur 10 pour la présentation. Figure de droite : Distribution de $\log(P_{KS}(R))$ en rouge en fonction de $\log(P_{KS}(B))$ en bleu. Dans ce plan la coupure correspond à la courbe pleine.

5.4.5 échantillon au hasard

Enfin, nous avons décidé de conserver un échantillon non biaisé d’étoiles prises au hasard. Cet échantillon représente environ 2% du total de départ. Il nous permet d’obtenir des diagrammes couleur-magnitude non biaisés et des étoiles ordinaires pour la simulation des événements de microlentille. Cet échantillon n’est pas comptabilisé dans la suite.

5.4.6 Efficacité et complémentarité des filtres de premier niveau

Une étoile est sélectionnée si elle satisfait l’un des quatre critères que nous venons de présenter (le filtre utilisé correspond donc au « OU » des quatre critères précédents). La courbe de lumière de l’étoile est alors écrite dans un fichier de suivi « réduit » (puisqu’il ne contient que les étoiles sélectionnées).

La figure 5.18 en haut montre l’acceptance du filtre aux événements de microlentille simulés en fonction de la durée caractéristique Δt , du paramètre d’impact minimal u_0 , de l’instant t_0 du maximum d’amplification et du flux de base de l’étoile pour le champ Gn400 pour chaque CCD. L’acceptance est meilleure pour les CCD proches du centre de la mosaïque (CCD 3, 4 et 5); en effet sur un champ aussi large que celui du télescope MARLY, les étoiles sont déformées sur les bords et la résolution photométrique s’en trouve dégradée. Les structures que l’on peut observer dans la distribution de l’acceptance

5.5. La recherche de candidats microlentille

en fonction de l'instant du maximum d'amplification t_0 sont le reflet de l'échantillonnage de nos données (cf. figure 5.2 de la page 79). Enfin l'acceptance sur les étoiles brillantes est très grande (près de 90%), mais celles-ci ne représentent qu'une faible fraction des étoiles. La figure 5.18 en bas présente l'acceptance du filtre aux événements microlentille simulés, moyennée sur les directions β - γ Sct d'une part et θ Mus- γ Nor d'autre part. Les différences d'acceptance reflètent la différence d'échantillonnage moyen (~ 120 mesures vers θ Mus- γ Nor contre ~ 80 vers β - γ Sct).

Le filtre 1a sélectionne 6.6% des étoiles, soit presque deux fois plus que le filtre 1b (3.3%), mais ce dernier ne sélectionne que des courbes de lumière qui présentent des fluctuations positives dans les deux couleurs. Ces deux filtres sélectionnent chacun près de 35% des événements simulés, et ce avec un bon recouvrement (correspondant à 27% des étoiles). Les filtres 1c et 1d sont plus spécifiques à la recherche d'étoiles variables, ce qui explique leur acceptance plus faible sur les événements simulés que les filtres 1a et 1b. Ces deux filtres sélectionnent au total 6.2% des données et ne sélectionnent que très peu d'événements simulés supplémentaires par rapport aux deux premiers filtres.

Au total à partir d'un catalogue de **9 085 921** d'étoiles, **1 413 408** sont sélectionnées par le filtre de premier niveau. C'est sur ce lot d'étoiles que vont être appliquées les différentes coupures permettant d'extraire le signal de microlentille.

5.5 La recherche de candidats microlentille

5.5.1 Recherche d'une fluctuation significative

Recherche d'une « belle bosse »

Les critères de définition d'une fluctuation sont les suivants (cf. figure 5.19) :

- **Début d'une fluctuation** : une fluctuation débute avec la première mesure i située à plus de un écart standard de la ligne de base (cet écart standard est défini comme l'erreur σ_i sur le flux de la mesure i);
- **Fin d'une fluctuation** : une fluctuation se termine si trois mesures consécutives sont situées à moins de $1\sigma_i$ de la ligne de base;
- **Validation d'une fluctuation** : une fluctuation est validée si elle comprend au moins quatre mesures situées à plus de un écart standard de la ligne de base.

A chaque fluctuation nous associons une probabilité de fluctuation Q , définie de la même manière que pour le filtre 1a. On demande tout d'abord qu'il existe une fluctuation dans chaque couleur, et que la principale soit positive en rouge et en bleu :

$$\text{Critère 2a} : Q_{R,B}(1^{ère}) > 0 \quad (5.29)$$

Ce critère élimine alors 85% des courbes de lumière filtrées (cf. tableau 5.2) mais seulement 58% des événements simulés. On voit sur la figure 5.20 que ce sont essentiellement des

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

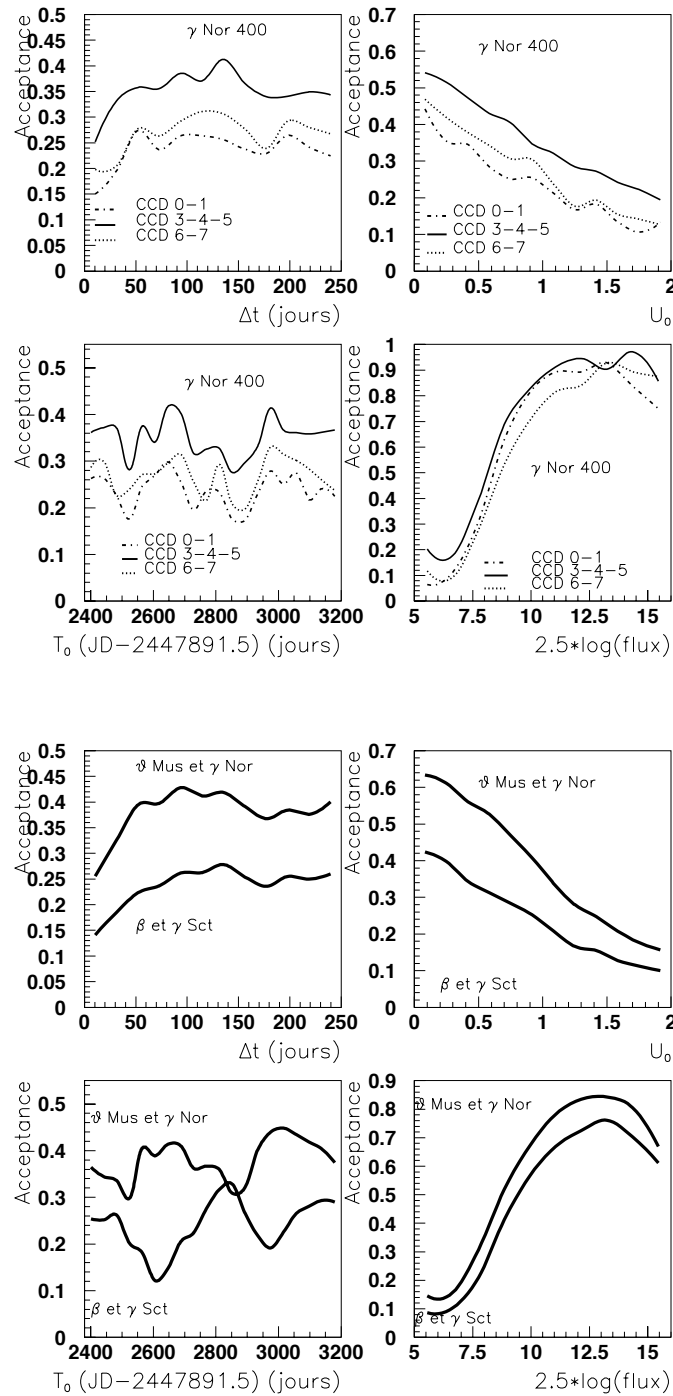


FIG. 5.18 – Acceptance du filtre sur les événements simulés pour le champ $Gm400$ pour différents CCD (4 figures du haut); acceptance moyenne vers γ Nor et θ Mus d'une part et vers β - γ Sct d'autre part (4 figures du bas). On montre l'acceptance en fonction de Δt , de u_0 , de t_0 et du flux de base.

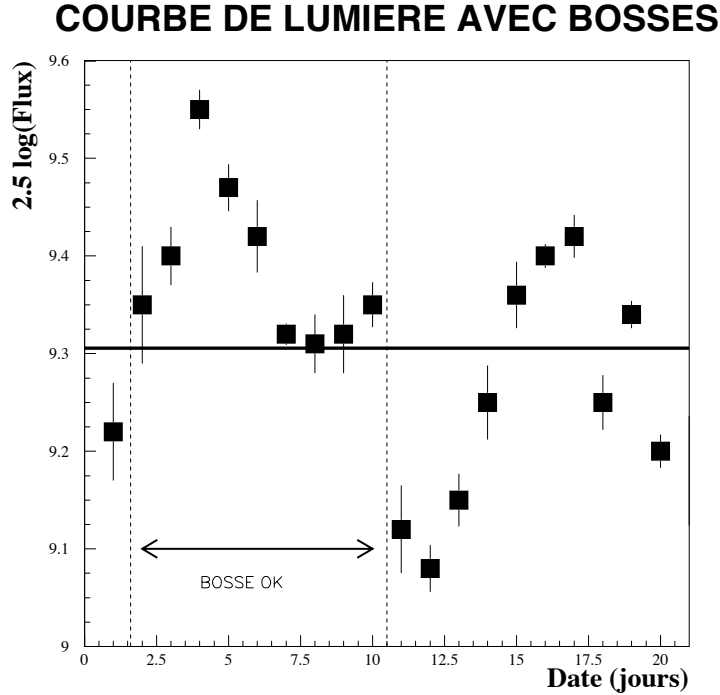


FIG. 5.19 – Illustration de la définition d’une bosse. Les carrés noirs représentent une courbe de lumière possédant des fluctuations significatives. Le trait horizontal représente la ligne de base.

événements simulés avec un grand paramètre d’impact (donc faible amplification) qui ne satisfont pas à ce critère.

Des bosses corrélées dans les deux couleurs

Nous exigeons que les fluctuations trouvées dans les deux couleurs aient eu lieu simultanément. Une variable « naturelle » est le coefficient de corrélation entre les mesures rouges et bleues. En effet si un signal est physique (une étoile variable ou un bruit d’origine instrumentale), il doit apparaître dans les deux courbes de lumière rouge et bleue. Toutefois les mesures de flux sont parfois corrélées avec le seeing des images. Il s’ensuit que le coefficient de corrélation calculé le long de la courbe de lumière n’est pas centré sur 0 comme on l’attend pour des courbes de lumière simulées plates (cf. figure 5.21). Lorsqu’on calcule ce même coefficient en excluant les images ayant un grand seeing (ici $\sigma > 2.1$ arc-sec), la distribution du coefficient tend à se recentrer sur 0. Cette corrélation avec le seeing rend inutilisable un tel critère sans précautions. Aussi allons nous seulement demander que les fluctuations trouvées présentent un recouvrement temporel.

Soient $I_{R,B}$ les plages d’observation de la bosse dans chaque couleur R et B. On

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

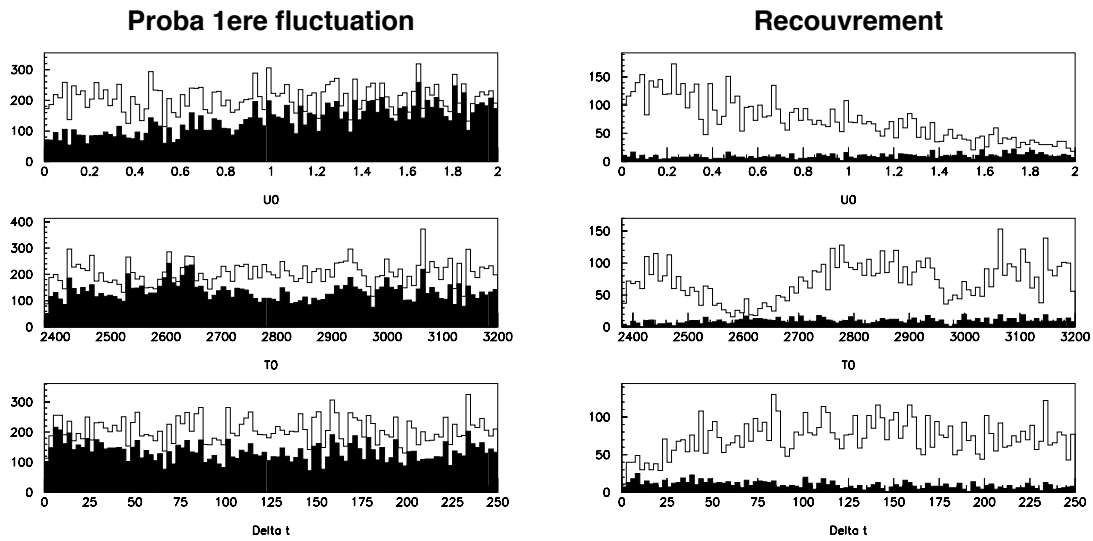


FIG. 5.20 – Distribution des valeurs engendrées de u_0 , t_0 et Δt des événements simulés avant l'application de la coupure 2a (à gauche) ou 2b (à droite) (en blanc) et n'ayant pas satisfait à la coupure (en noir).

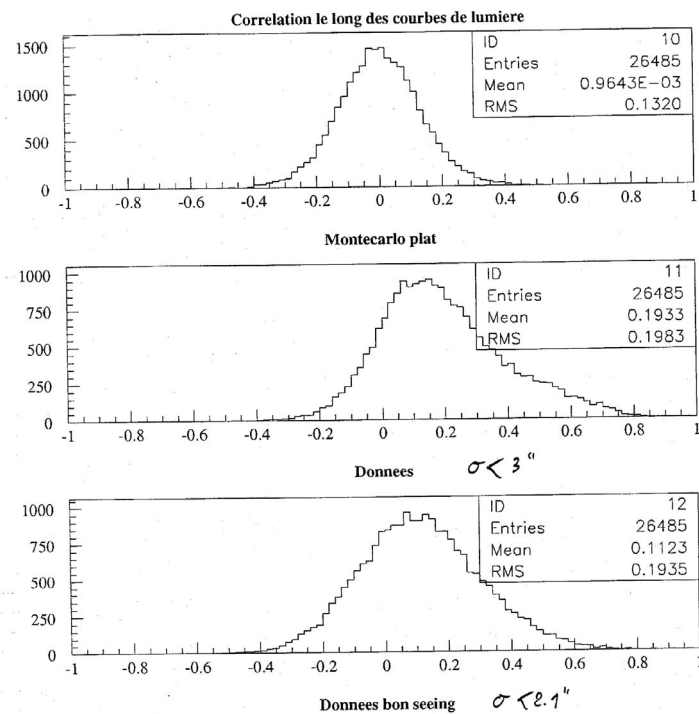


FIG. 5.21 – Distribution du coefficient de corrélation entre les mesures rouge et bleue calculé le long de la courbe de lumière. On montre la distribution attendue pour des courbes de lumière simulées plates (en haut), la distribution des données (au milieu) et celles des données dont on a exclu les images ayant un seeing supérieur à $2.1''$.

5.5. La recherche de candidats microlentille

construit une variable R donnant le recouvrement entre les deux fluctuations :

$$R = \frac{I_R \cap I_B}{I_R \cup I_B} . \quad (5.30)$$

Sur la figure 5.22 est présentée la distribution de cette variable. Pour plus de clarté le premier canal est divisé par un facteur 10. L'essentiel des étoiles - de flux constant - ne présentent en effet pas de fluctuations simultanées dans les deux couleurs ($R = 0$). On montre la distribution pour les données (en haut à gauche) et pour les événements simulés (en haut à droite). Les figures du bas donnent les distributions « marginales », c'est-à-dire sur les courbes de lumière qui ont satisfait au plus grand nombre de coupures applicables à ce stade (ici les coupures 2a et 2c). Ceci permet de se rendre compte de l'effet spécifique de cette coupure. On exige un recouvrement entre les bosses d'au moins 10% :

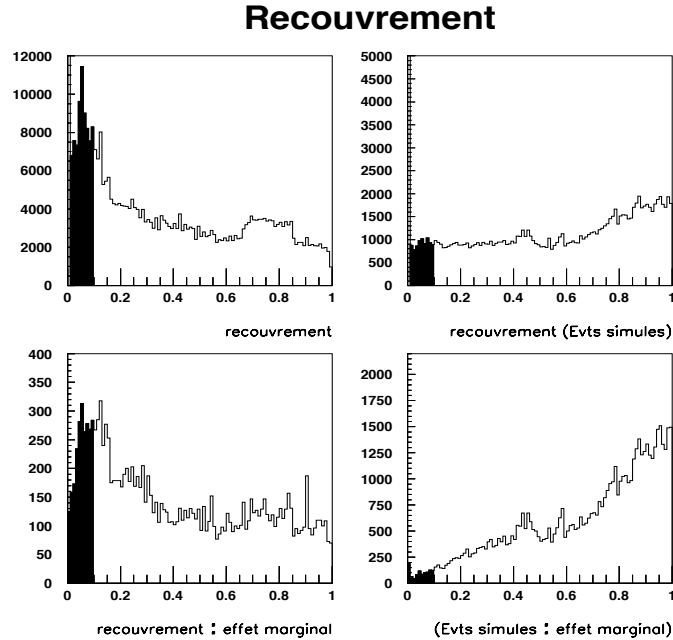


FIG. 5.22 – *A gauche distribution du recouvrement R pour les données, à droite pour les événements simulés. En haut on montre la distribution pour toutes les étoiles, en bas on donne l'effet sur les courbes de lumière qui satisfont les coupures 2a et 3a. En noir on montre les données qui ne satisfont pas la coupure. NB : le premier canal est divisé par un facteur 10 (voir texte).*

$$\text{Critère 2b} : R \geq 0.1 \quad (5.31)$$

A ce stade on rejette 51% des données tout en gardant 87% des événements simulés restants. La coupure rejette une proportion plus élevée d'événements simulés (cf. figure 5.20) avec des grandes valeurs de u_0 (petites amplifications) et/ou dont les maximum

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

d'amplification ont eu lieu à des instants où nous n'avons pas de données (non visibilité du champ ou panne d'une des deux caméras).

Une bosse unique

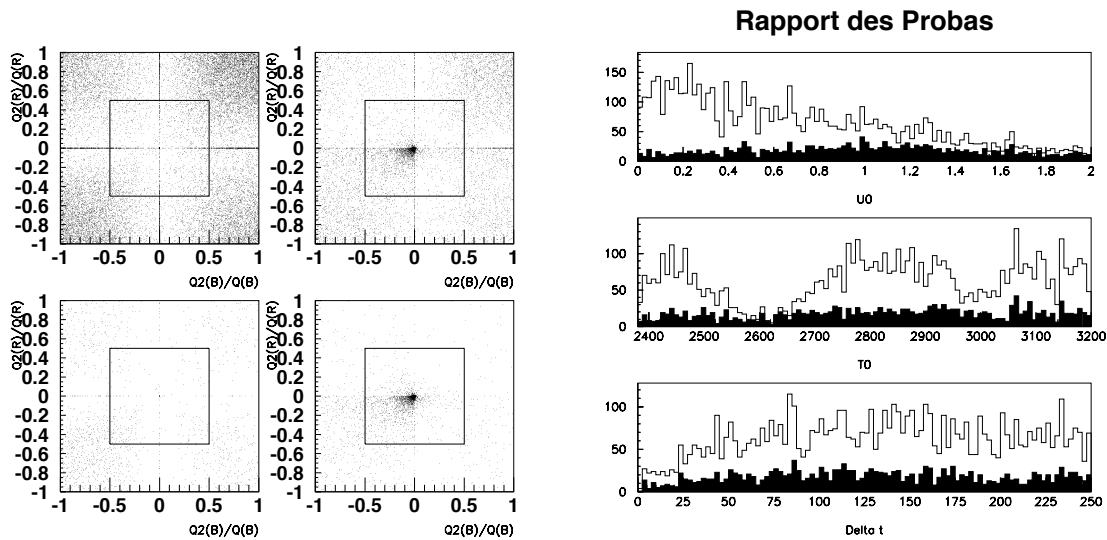


FIG. 5.23 – *Figure de gauche : Distribution du rapport des probabilités, en haut à gauche pour les données, en haut à droite pour les événements simulés. En bas on donne la distribution marginale, c'est-à-dire pour les courbes de lumière des étoiles qui satisfont les coupures 2a et 2b. La coupure 2c élimine les courbes de lumière ayant un rapport supérieur à 0.5 en rouge ou en bleu. Figure de droite : Distribution des valeurs engendrées de u_0 , t_0 et Δt des événements simulés avant l'application de la coupure 2c en blanc et n'ayant pas satisfait à cette coupure (en noir).*

L'une des caractéristiques essentielles du signal associé à un effet de lentille gravitationnelle est l'unicité de la période d'amplification⁴. Nous demandons donc que la courbe de lumière ne présente qu'une seule fluctuation significative. Pour cela nous allons comparer les valeurs de Q associées aux deux premières fluctuations détectées. La figure 5.23 à gauche montre la distribution du rapport $Q(2^{ème})/Q(1^{ère})$ des significations statistiques de la deuxième fluctuation et de la première en rouge en fonction du même rapport en bleu. Les courbes de lumière se répartissent en quatre quadrants, suivant les signes respectifs des différentes fluctuations. On peut remarquer que l'essentiel des courbes de lumière présentent un rapport proche de 1 correspondant au cas où de petites fluctuations statistiques d'importances équivalentes ont été détectées.

4. Même dans le cas d'événements de microlentille provoqués par une lentille binaire, avec apparition de plusieurs pics séparés de plusieurs semaines durant laquelle l'amplification est par ailleurs significative, la fluctuation principale, de par sa définition, doit contenir toute la période d'amplification.

5.5. La recherche de candidats microlentille

Pour exclure les courbes de lumière présentant de petites fluctuations statistiques de même importance, nous demandons que :

$$\text{Critère 2c} : \left| \frac{Q(2^{\text{ème}})}{Q(1^{\text{ère}})} \right| (\text{R et B}) \leq 0.5 . \quad (5.32)$$

Cette coupure élimine 75% des données mais seulement 21% des événements simulés restants. Des étoiles variables périodiques ou récurrentes peuvent ainsi être rejetées. La figure 5.23 à droite donne l'effet de cette coupure en fonction des paramètres de l'effet de lentille simulé.

Après cette coupure il reste **26 470 étoiles**. Sur ce sous-ensemble nous allons appliquer une autre série de critères pour extraire les candidats microlentilles.

5.5.2 Élimination des étoiles variables

La majorité des courbes de lumière à ce niveau montrent des variations de flux en dehors de la fluctuation principale. Ces variations sont le plus souvent dues à des bruits d'origine expérimentale (incertitudes mal estimées, structures corrélées avec des variations lentes des conditions expérimentales - seeing, fond de ciel et élévation). Par ailleurs les étoiles lentement variables ou de faibles amplitudes n'ont pas encore été écartées. Nous allons donc étudier la stabilité des courbes de lumière restantes en dehors de la principale fluctuation détectée.

Utilisation de la corrélation « hors bosse »

Nous avons vu précédemment que le coefficient de corrélation entre les mesures rouges et bleues, calculé le long de la courbe de lumière, n'est pas directement utilisable pour sélectionner des étoiles variables. Toutefois à ce stade de l'analyse nous voulons justement éliminer les étoiles présentant des variations très corrélées dans les deux couleurs hors de la principale fluctuation, que celles-ci soient dues à une variabilité intrinsèque ou à une corrélation induite par le seeing, indice d'un voisinage difficile. Pour chaque étoile on calcule le coefficient de corrélation entre les paires de points en rouge et en bleu, de flux respectifs f_R et f_B , n'appartenant pas à la principale fluctuation, par l'expression :

$$\rho = \frac{\langle (f_R - \langle f_R \rangle) \times (f_B - \langle f_B \rangle) \rangle}{\sqrt{\langle (f_R - \langle f_R \rangle)^2 \rangle \times \langle (f_B - \langle f_B \rangle)^2 \rangle}} . \quad (5.33)$$

Cette grandeur ρ devrait être centrée en 0 pour un ensemble d'étoiles stables, mais nous avons vu qu'en pratique, les flux étant fréquemment corrélés avec le seeing, ce n'est pas le cas. Nous écartons les étoiles présentant les plus fortes corrélations en utilisant l'expression de la signification de cette corrélation, donnée par [Bar89] :

$$\sigma_\rho = \frac{1 - \rho^2}{\sqrt{N - 1}} . \quad (5.34)$$

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

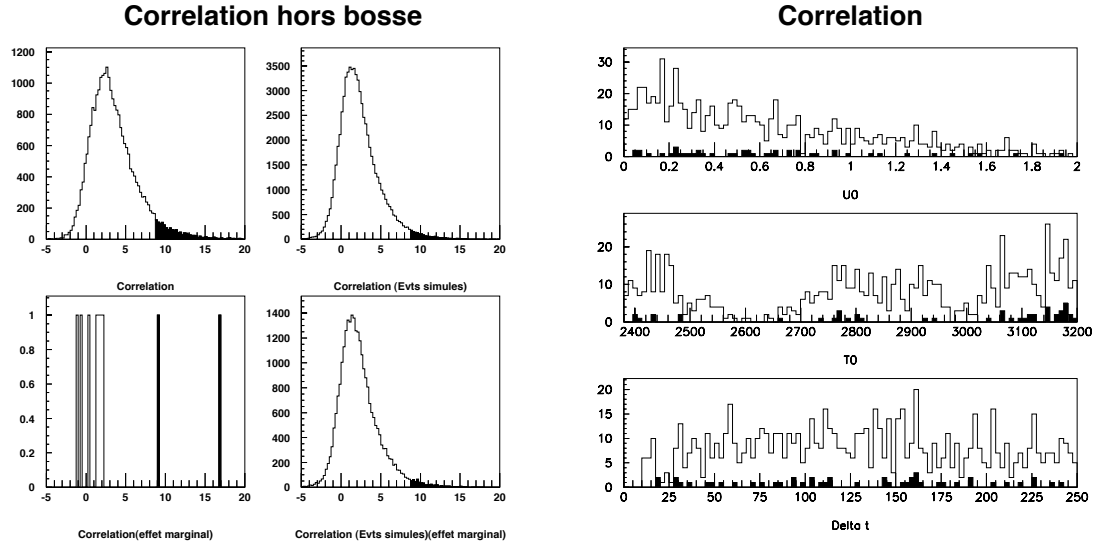


FIG. 5.24 – *Effet de la coupure 3a. Figure de gauche: Distribution de la variable σ_ρ à gauche pour les données, à droite pour les événements simulés. En haut est montrée la distribution pour les étoiles satisfaisant aux coupures précédentes; en bas on voit l'effet marginal de la coupure 3a, sur le sous-ensemble des courbes de lumière qui satisfont toutes les autres coupures de l'analyse. Figure de droite: Distribution des valeurs engendrées de u_0 , t_0 et Δt des événements simulés avant l'application de la coupure 3a en blanc. En noir on montre les données qui ne satisfont pas la coupure 3a.*

En nous appuyant sur la distribution de cette variable (cf. figure 5.24), nous rejetons les courbes de lumière présentant les plus grandes valeurs de σ_ρ :

$$\text{Critère 3a} : \sigma_\rho \leq 9 . \quad (5.35)$$

On rejette ainsi environ 5% des données et des événements simulés restants. La figure 5.25 montre la courbe de lumière d'une étoile satisfaisant toutes les coupures de l'analyse sauf ce critère. Une telle étoile présente des points significativement éloignés de la ligne de base en rouge et en bleu, et semble être une variable récurrente ou périodique. Cependant, comme seul le premier pic est bien échantillonné, cette courbe de lumière satisfait à tous les autres critères.

A ce stade, nous effectuons sur les 24 924 courbes de lumière restantes un ajustement d'une courbe de Paczyński, indépendamment pour chaque couleur, caractérisé par quatre paramètres :

- t_0 l'instant du maximum d'amplification;
- u_0 le paramètre d'impact à $t = t_0$;
- Δt la durée de traversée d'un rayon d'Einstein dans le plan de la lentille;
- $\bar{\phi}$: le flux de base de l'étoile pour la couleur considérée;

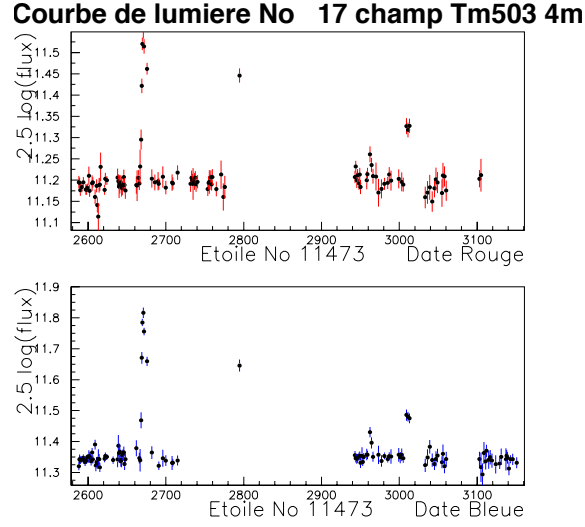


FIG. 5.25 – Courbe de lumière d’une étoile satisfaisant toutes les coupures de l’analyse sauf le critère 3a sur la corrélation hors-bosse.

Ces paramètres sont déterminés à partir de la courbe de lumière par la minimisation de :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\phi_i - \bar{\phi} \times A(t_i)}{\sigma_i} \right)^2, \quad (5.36)$$

où ϕ_i est la valeur du flux pour la mesure i , σ_i est l’incertitude correspondante sur la mesure et $A(t_i)$ est l’amplification théorique à l’instant t_i de la mesure, dans le cas d’un effet de lentille standard (équation 2.19 du chapitre 2).

χ^2 dans la ligne de base

La majorité des courbes de lumière restantes présentent une ligne de base très instable. Ces courbes de lumière peuvent se ranger en deux catégories. Tout d’abord on trouve des étoiles possédant une grande instabilité due à des fluctuations significatives dans la ligne de base provenant de corrélations avec le seeing, le fond de ciel, l’airmass etc. On trouve aussi un certain nombre d’étoiles variables de courte période (comme celle de la figure 5.14). Pour toutes ces étoiles, les variations de flux mesure à mesure sont plus importantes que les erreurs photométriques. Nous allons donc demander que les courbes de lumière pour lesquelles l’ajustement a réussi aient une ligne de base stable en dehors de la fluctuation principale. Pour cela nous définissons une variable χ_{base}^2 qui caractérise la qualité de l’ajustement dans la partie de la courbe de lumière où $A(t) < 1.1$. On demande alors :

$$\text{Critère 3b} : \chi_{base}^2 = \frac{\chi_{ml \text{ dans base}}^2(R) + \chi_{ml \text{ dans base}}^2(B)}{N_{ddl}(R) + N_{ddl}(B)} \leq 8, \quad (5.37)$$

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

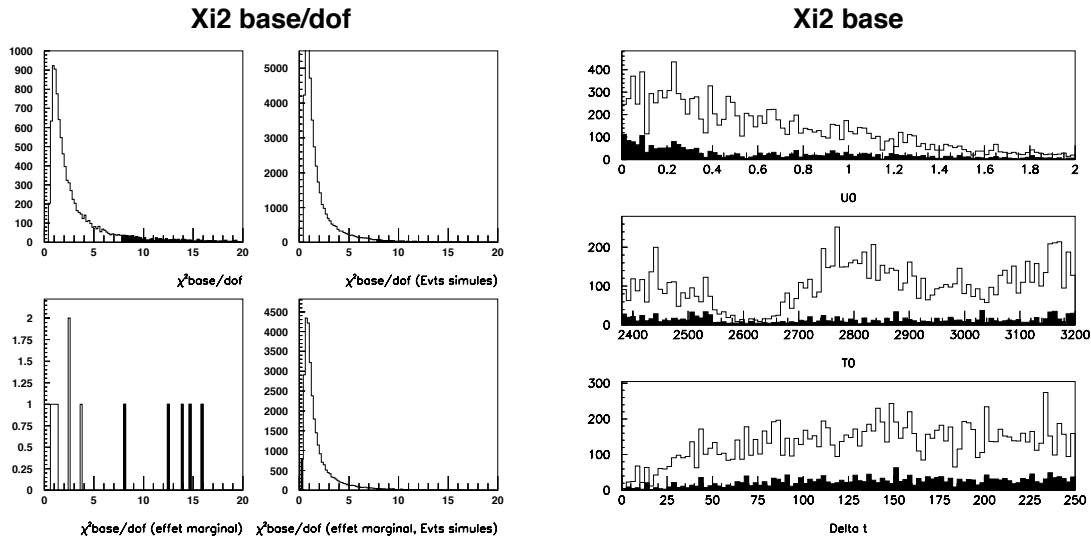


FIG. 5.26 – *Effet de la coupure 3b. Figure de gauche : Distribution de χ_{base}^2 à gauche pour les données, à droite pour les événements simulés. En haut est montrée la distribution pour les étoiles satisfaisant aux coupures précédentes. En bas, on donne l'effet marginal, c'est-à-dire pour les courbes de lumière qui satisfont toutes les autres coupures. Figure de droite : Distribution des valeurs engendrées de u_0 , t_0 et Δt des événements simulés avant l'application de la coupure 3b en blanc. En noir on montre les données qui ne satisfont pas la coupure 3b.*

où N_{ddl} est le nombre de degrés de libertés de l'ajustement.

On rejette ainsi 32% des données qui ont subsisté jusqu'ici tout en gardant 83% des événements simulés (cf. figure 5.26).

5.5.3 Compatibilité avec un ajustement de microlentille

A ce stade il nous reste **17 270** courbes de lumière. Les derniers critères consistent à étudier la compatibilité du signal avec un événement microlentille. Nous allons utiliser la qualité de l'ajustement de microlentille et les valeurs des paramètres estimés u_0 et Δt .

Amélioration du χ^2 d'un ajustement d'effet de lentille par rapport à l'ajustement d'un flux constant

Au tout début de ce chapitre nous avons rappelé l'existence d'événements exotiques dont les courbes d'amplification peuvent se différencier spectaculairement d'un effet de lentille standard. Pour de tels événements le χ^2 d'un ajustement standard peut être singulièrement mauvais. C'est pourquoi nous allons comparer l'amélioration du χ^2 de l'ajustement d'une courbe de *Paczynski* par rapport à l'ajustement d'une constante et non pas la simple qualité de l'ajustement.

5.5. La recherche de candidats microlentille

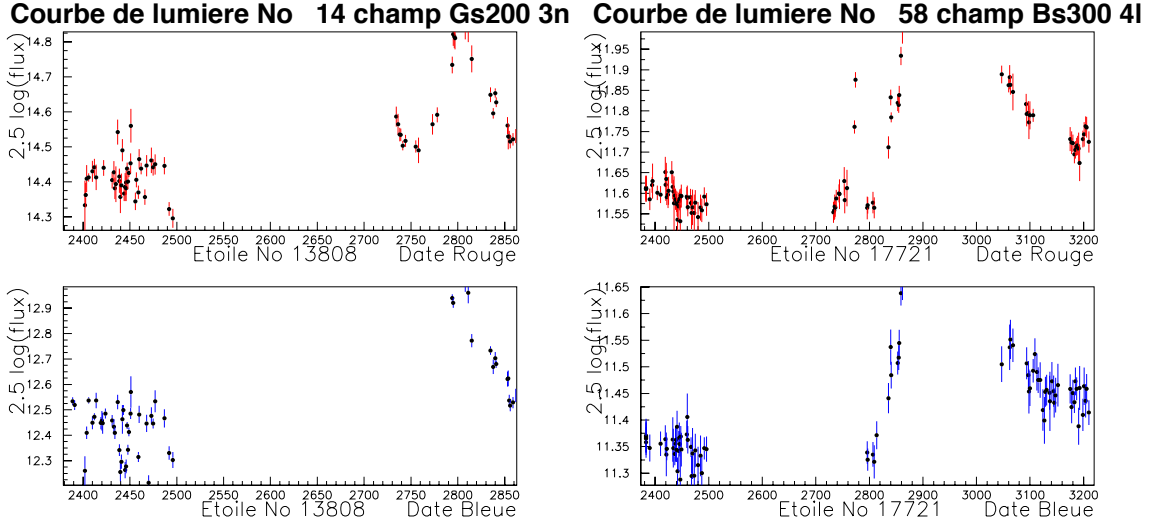


FIG. 5.27 – Exemples de courbes de lumière d'étoiles satisfaisant tous les critères de l'analyse à l'exception du critère 3b. Ces deux étoiles sont très brillantes et sont manifestement intrinsèquement variables.

Au stade actuel, la courbe de lumière que nous observons présente une fluctuation significative. Cette fluctuation est-elle compatible avec une réalisation « raisonnable » d'une courbe de lumière d'une étoile stable? Si oui, l'ajustement d'un effet de lentille ne devrait pas être très fortement meilleur que celui d'une constante. En particulier le χ_{ml}^2 de l'ajustement de microlentille devrait être de l'ordre de N_{ddl} , le nombre de degrés de liberté. Si ce n'est pas le cas, c'est une indication que les erreurs peuvent être mal estimées et nous corrigerons les estimations de χ^2 par le facteur χ_{ml}^2/N_{ddl} qui revient à une renormalisation globale des erreurs.

Si l'on fait l'hypothèse que l'étoile est réellement stable, alors la distribution du χ_{cte}^2 de l'ajustement d'une constante pour un ensemble de réalisations de la courbe de lumière (pour N_{ddl} grand) doit tendre vers une gaussienne de moyenne N_{ddl} et de variance $2N_{ddl}$.

Ainsi, la distribution de la variable réduite

$$\Delta\chi^2 = \frac{\chi_{cte}^2 - \chi_{ml}^2}{\chi_{ml}^2/N_{ddl}} \frac{1}{\sqrt{2N_{ddl}}} , \quad (5.38)$$

devrait être une gaussienne centrée en zéro et de largeur unité. $\Delta\chi^2$ est ainsi une estimation de la déviation du χ_{ml}^2 par rapport au χ_{cte}^2 exprimée en « écart standard », qui ne devrait pas dépasser quelques unités si l'étoile est réellement stable. Nous allons sélectionner une étoile si :

$$\text{Critère 4a} : \Delta\chi^2(\text{R et B}) \geq 15 . \quad (5.39)$$

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

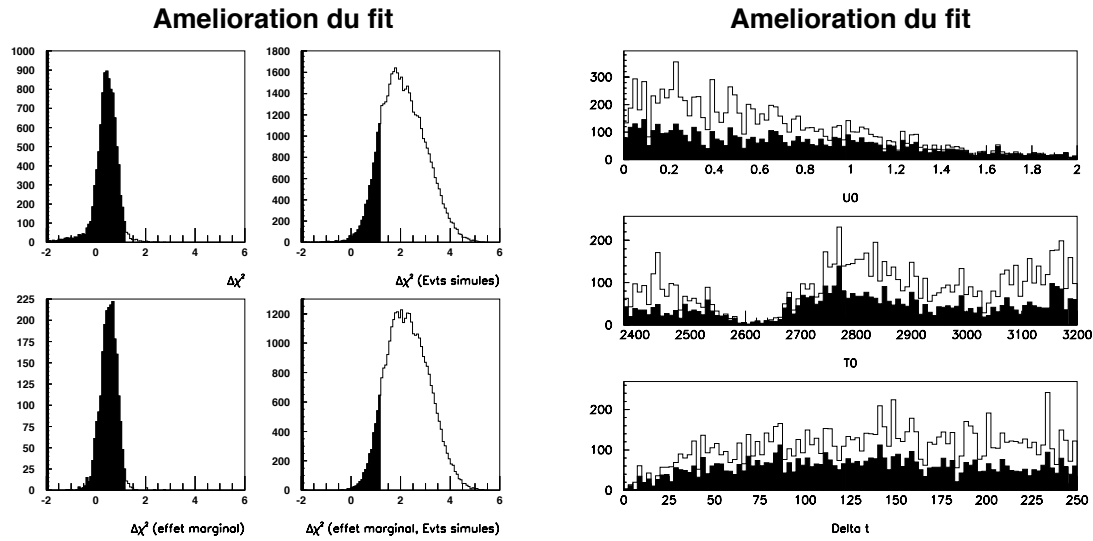


FIG. 5.28 – *Effet de la coupure 4a. Figure de gauche : Distribution de $\Delta\chi^2$ à gauche pour les données, à droite pour les événements simulés. En haut est montrée la distribution pour les étoiles satisfaisant aux coupures 2a, 2b et 3a. Le premier canal de l’histogramme a été rempli avec les courbes de lumière pour lesquelles l’ajustement a échoué (essentiellement des étoiles faibles), et est atténué d’un facteur 100. En bas, on donne l’effet marginal, c’est-à-dire pour les courbes de lumière qui satisfont toutes les autres coupures. Figure de droite : Distribution des valeurs engendrées de u_0 , t_0 et Δt des événements simulés avant l’application de la coupure 4a en blanc. En noir on montre les données qui ne satisfont pas la coupure 4a.*

Ce critère, qui constitue notre principale requête de compatibilité avec la forme de la courbe, exclut plus de 99% des données mais garde près de 52% des événements simulés.

La figure 5.28 montre l’effet de cette coupure pour les données et pour les événements simulés.

Paramètre d’impact

A ce stade il reste 20 courbes de lumière. Pour la majeure partie d’entre elles, les paramètres d’impact ajustés sont grands. On demande que l’amplification maximale soit supérieure à 1.34, soit pour le paramètre d’impact u_0 :

$$\text{Critère 4b} : u_0(\text{R et B}) \leq 1 . \quad (5.40)$$

On voit sur la figure 5.29 en bas à gauche qu’on élimine près de la moitié des courbes expérimentales mais que l’effet sur le Monte Carlo est faible (on en conserve 88%). Cette figure montre l’effet de cette coupure sur les distributions des paramètres engendrés des événements simulés. Les caractéristiques des événements n’étant pas parfaitement re-

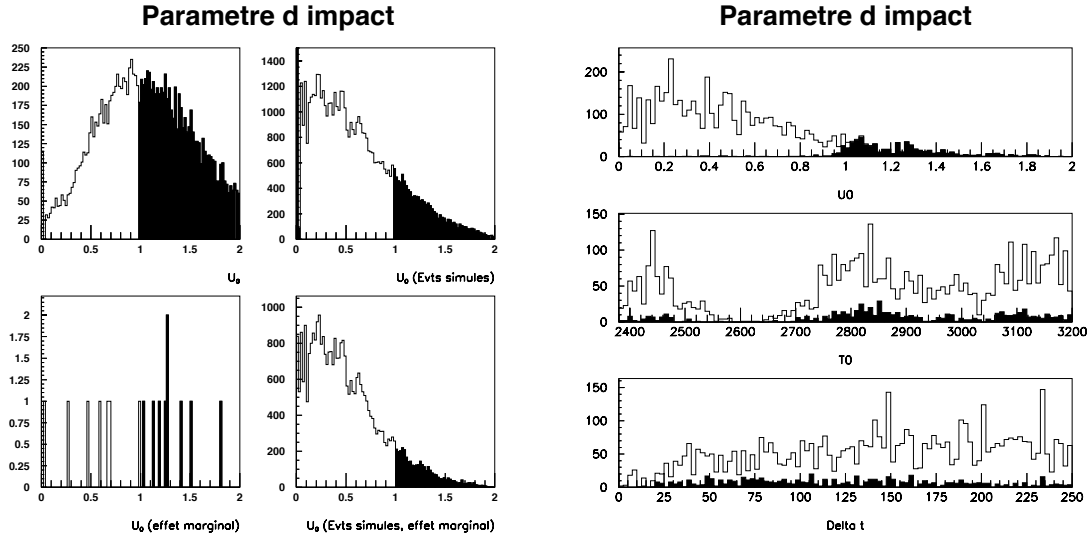


FIG. 5.29 – Effet de la coupure 4b. Figure de gauche : Distribution de u_0 à gauche pour les données, à droite pour les événements simulés. En haut les courbes de lumière satisfont aux critères 2a, 2b et 3a. En bas, on donne l'effet marginal, c'est-à-dire pour les courbes de lumière qui satisfont toutes les autres coupures. Figure de droite : Distribution des valeurs engendrées de u_0 , t_0 et Δt des événements simulés. L'histogramme blanc donne la distribution avant coupure sur le u_0 reconstruit. En noir on montre les courbes de lumière qui ne satisfont pas la coupure 4b.

construites, le critère 4b ne correspond pas à une coupure nette dans la distribution du paramètre u_0 engendré.

Durée caractéristique de l'événement

Sur les 11 courbes de lumière restantes, 4 ne résultent clairement pas d'effets de lentille. En effet, elles possèdent essentiellement un point très éloigné de la ligne de base, correspondant généralement à une image de mauvaise qualité qui n'a pas été convenablement éliminée (cf. figure 5.30). On va donc demander :

$$\text{Critère 4c} : \Delta t(\text{R et B}) > 1 \text{ jour} . \quad (5.41)$$

N'ayant engendré des événements qu'avec $\Delta t > 1$ jour, l'impact de ce critère sur le Monte Carlo est nul. Il reste alors sept courbes de lumière.

5.5.4 Retour sur l'intérêt de certaines coupures

Revenons sur les dernières coupures effectuées. Le critère 3b concerne la stabilité de la ligne de base et s'appuie sur la qualité de l'ajustement de microlentille *en dehors* de la période d'amplification. Le critère 4a utilise la qualité de l'ajustement *durant* la

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

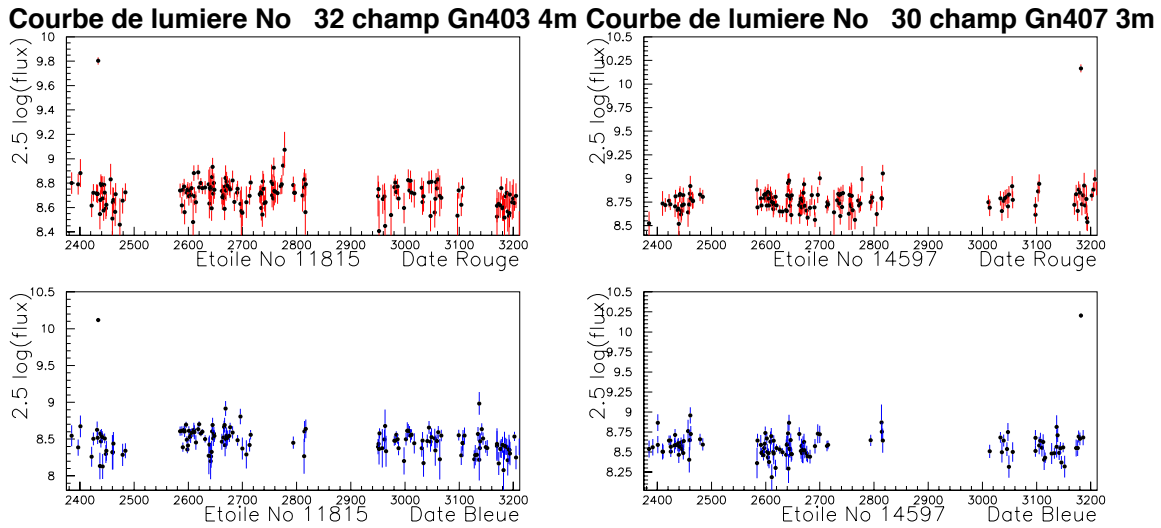


FIG. 5.30 – Exemples de courbes de lumière d'étoiles satisfaisant tous les critères de l'analyse à l'exception du critère sur la durée minimale $4c$.

phase d'amplification. Enfin le critère 4b (paramètre d'impact) concerne l'amplification maximale. Ces trois critères sont donc liés à la signification du signal recherché en termes de rapport signal sur bruit.

La figure 5.31 montre la distribution de $\log(\chi_{base}^2)$ en fonction de $\log \Delta\chi^2$ pour les trois directions étudiées, pour les courbes de lumière qui ont satisfait à toutes les autres coupures de l'analyse. Cette distribution permet d'apprécier le relatif isolement des sept candidats sélectionnés, en particulier de remarquer que cet isolement est d'autant meilleur que le rapport signal sur bruit est élevé (les candidats les plus longs et/ou de grande amplification 1, 2 et 5 sont les plus isolés).

Par ailleurs, il est important de noter que les étoiles dont les courbes de lumière n'ont pas satisfait à la coupure sur u_0 ou à la coupure sur le χ_{base}^2 (partie droite des distributions de la figure 5.31) se situent dans la région supérieure droite du diagramme couleur-magnitude (cf. figure 5.32), c'est-à-dire dans une région peu dense mais riche en étoiles variables. Ces critères sur u_0 et χ_{base}^2 s'avèrent adaptés à la réjection des étoiles variables, et nous épargnent ainsi une coupure explicite dans nos diagrammes couleur-magnitude, coupure qui serait moins bien contrôlée que dans les directions des Nuages de Magellan puisque leur interprétation est rendue difficile par la dispersion de la distribution de distance et d'absorption des étoiles de nos cibles (cf. chapitre pour l'estimation des distances des populations stellaires suivies).

Au chapitre 8 nous nous appuyerons sur la distribution de $\Delta\chi^2$ et sur l'isolement des candidats pour montrer que le bruit de fond sous les candidats est négligeable.

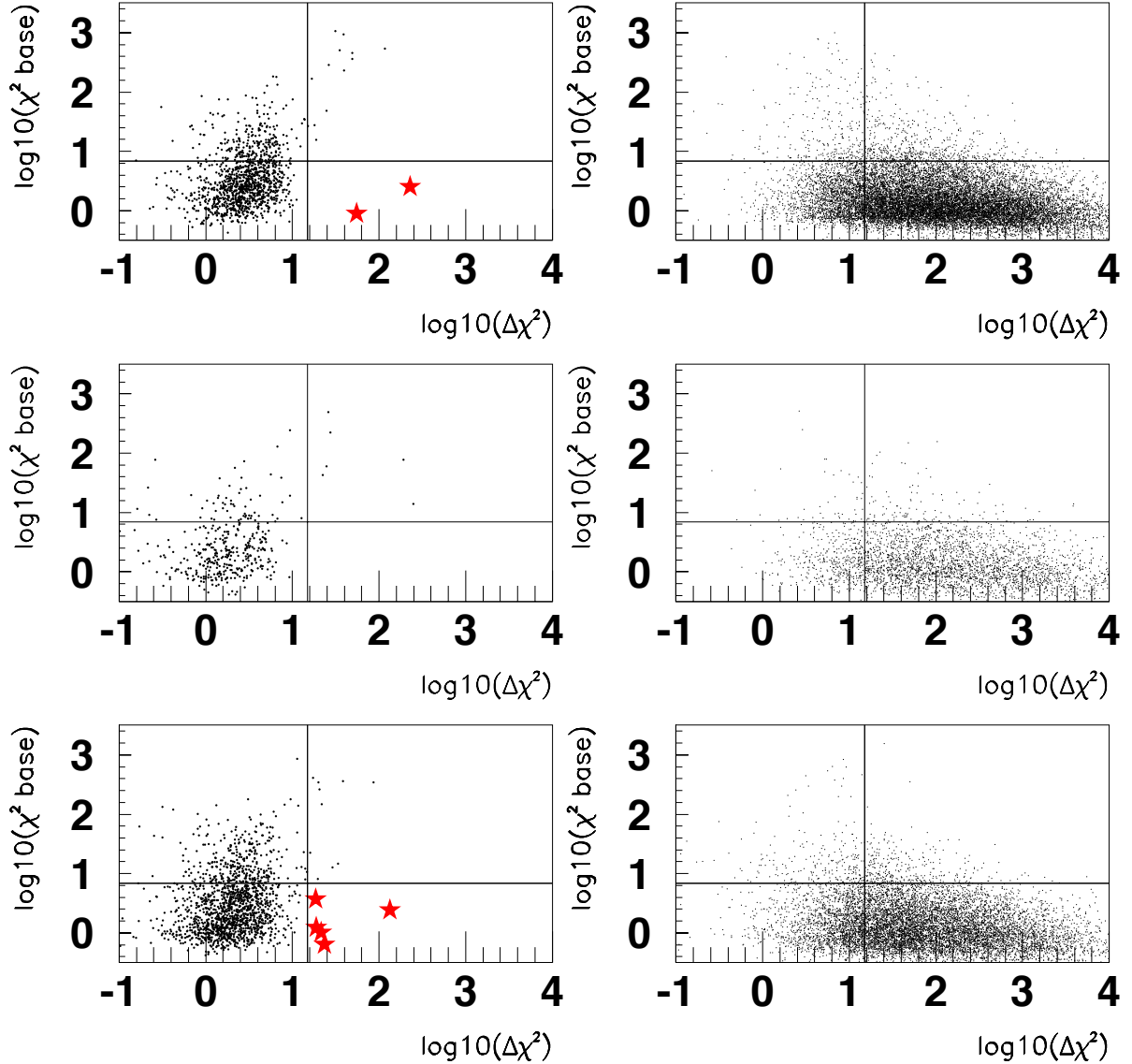


FIG. 5.31 – Distribution de $\log(\chi_{base}^2)$ en fonction de $\log(\Delta\chi^2)$ pour les données (à gauche) et les événements simulés (à droite) satisfaisant à toutes les autres coupures de l'analyse. Ces distributions sont montrées pour les trois directions γ Nor, θ Mus et $\beta - \gamma$ Sct, chacune ayant des échantillonnages différents. Les lignes représentent les coupures effectuées (coupures 3b et 4a). Les étoiles (*) indiquent les candidats à l'effet de microlentille.

5.6 Efficacité de détection

Le tableau 5.2 résume l'effet des différents critères utilisés. On donne pour chaque critère le nombre d'étoiles le satisfaisant, ainsi que la fraction de données et d'événements

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

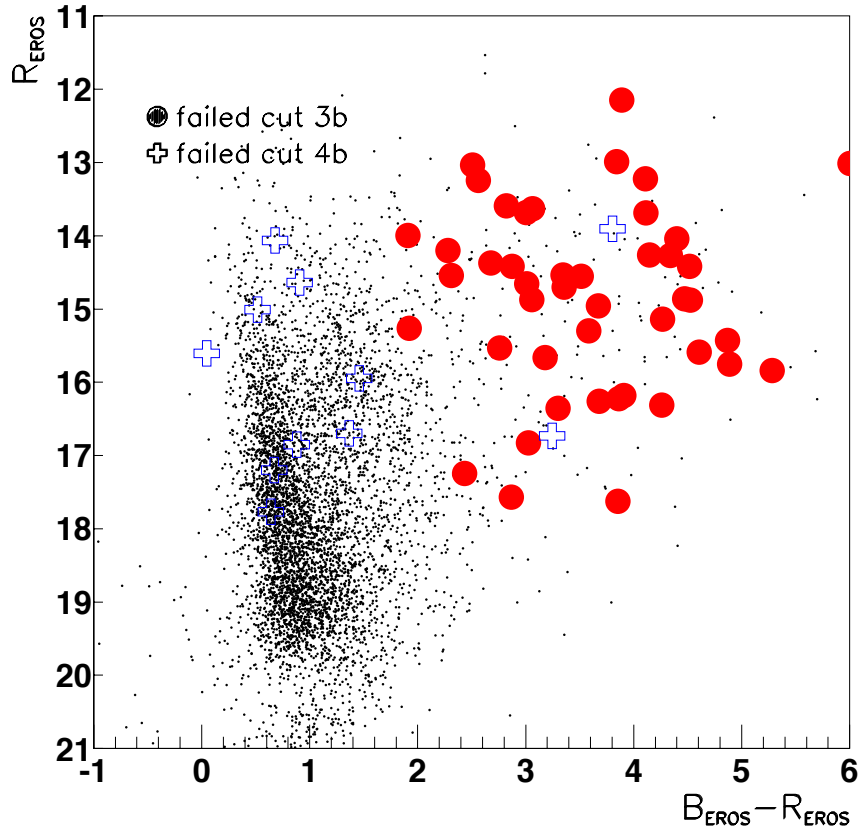


FIG. 5.32 – Diagramme couleur-magnitude R_{EROS} en fonction $(B_{EROS} - R_{EROS})$ des étoiles suivies par EROS II vers les BRAS SPIRAUX. Les gros points représentent les courbes de lumière satisfaisant tous les critères à l'exception du critère de stabilité de la ligne de base (3b). Les croix représentent les courbes de lumière satisfaisant tous les critères sauf le critère 4b.

simulés satisfaisant le critère (on se reportera à la page 82 pour les plages de génération des différents paramètres des événements simulés).

L'efficacité de détection ε_{exp} a été calculée en appliquant les différents critères de sélection sur un ensemble d'événements simulés. Cette efficacité dépend *a priori* de quatre paramètres : Δt , u_0 , t_0 et le flux de base de l'étoile. L'efficacité de détection en fonction d'un des paramètres est obtenue en moyennant sur les trois autres. La figure 5.33 donne l'efficacité moyenne de détection en fonction de la durée caractéristique Δt des événements, de u_0 , de t_0 et de R_{EROS} pour les quatre cibles étudiées. L'efficacité est normalisée à des paramètres d'impact $u_0 < 1$. La grande différence d'efficacité entre les cibles γ Nor - θ Mus et β - γ Sct provient d'une part de la grande différence d'échantillonnage et d'autre part de la différence de résolution photométrique (vers ces derniers champs nous avons

5.7. Propriétés statistiques des candidats restants

Coupure	Nombre d' étoiles restantes	Fraction d'étoiles satisfaisant la coupure	
		Données	Simulation
Étoiles analysées	9 085 921	-	-
Étoiles filtrées	1 413 408	15.5%	-
Critère 2a : $Q > 0$	208 125	14.7%	39%
Critère 2b : Bosses simultanées	105 130	51%	85%
Critère 2c : Unicité	26 470	25%	79%
Critère 3a : corrélation	24 924	94%	97%
Critère 3b : χ_{base}^2	17 270	69%	84%
Critère 4a : Ajustement microlentille	20	1%	54%
Critère 4b : Paramètre d'impact	11	55%	88%
Critère 4c : Durée de l'événement	7	64%	100%

TAB. 5.2 – *Impact des coupures sur les données et la simulation. Pour chaque critère on donne le nombre d'étoiles restant après application, et la fraction d'étoiles satisfaisant le critère (données et événements simulés).*

dû relâcher la coupure sur le seeing).

5.7 Propriétés statistiques des candidats restants

Sur un lot de départ de plus de 9 millions d'étoiles, sept courbes de lumière satisfont à tous les critères. Leurs courbes d'amplification (en rouge) sont montrées sur la figure 5.34. Ces candidats sont nommés EROS2-GSA1 à GSA7; leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 5.3. Le chapitre 6 est consacré à l'analyse détaillée de chaque candidat, aussi nous ne discuterons ici que les caractéristiques statistiques de la population des candidats dans le but de montrer que les critères statistiques mentionnés page 45 sont raisonnablement satisfaits.

5.7.1 Diagramme couleur-magnitude

Le tableau 5.3 répertorie les magnitudes R_{EROS} et B_{EROS} des candidats. Nous pouvons alors les situer dans un diagramme Couleur-Magnitude. La population de ces candidats est bien représentative de la population stellaire étudiée.

5.7.2 Distribution spatiale

Les candidats ont été trouvés vers 2 des quatre cibles étudiées. La cartographie des candidats est donnée sur la figure 5.36. Deux candidats sont situés sur le même quart de CCD, dans la direction de γ Sct, alors que nous avons étudié $N = 100$ quarts de CCD.

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

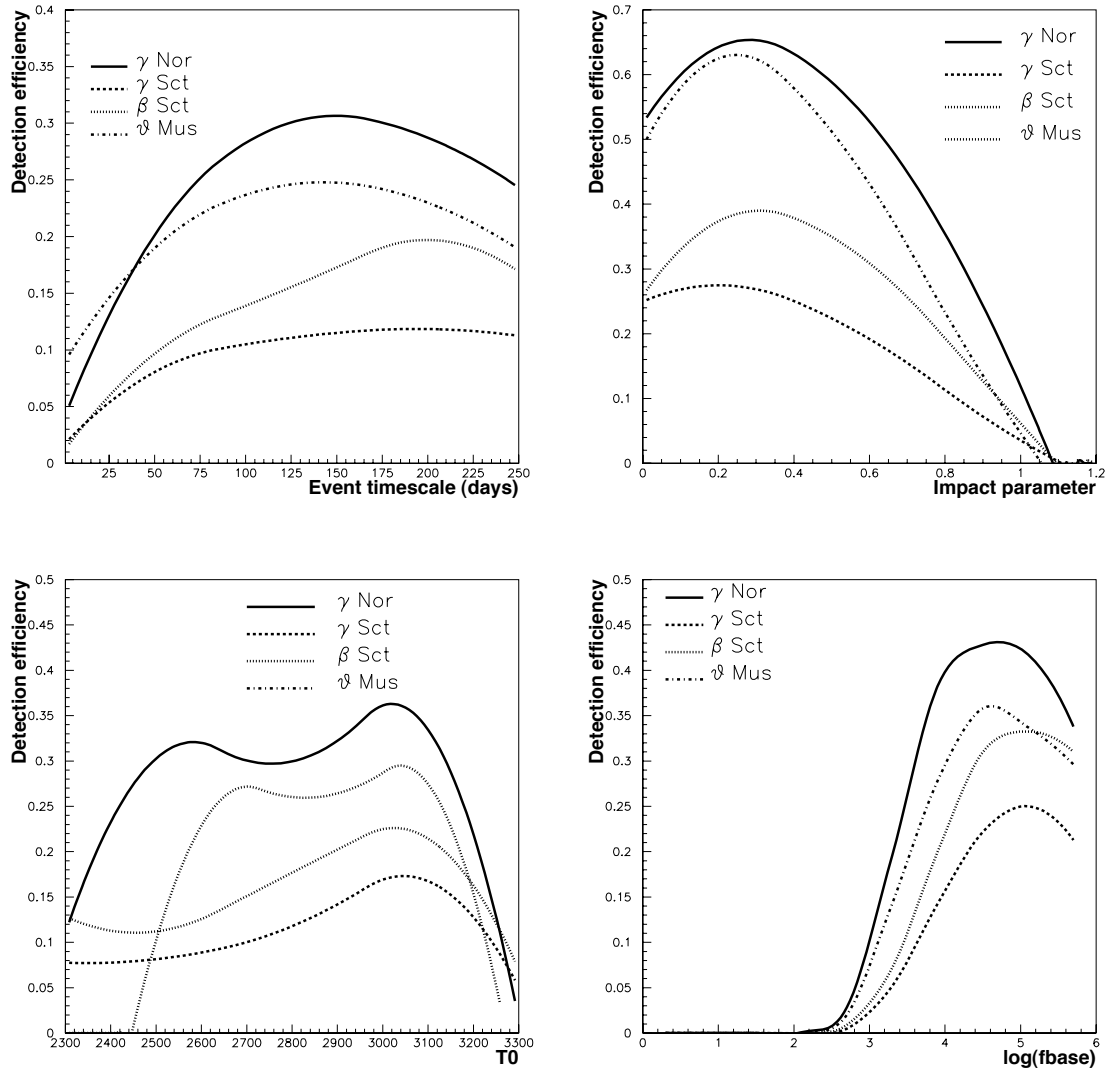


FIG. 5.33 – Efficacité de détection en fonction de Δt , u_0 , t_0 et $\log(\text{flux de base})$ pour les quatre cibles étudiées. L'efficacité est normalisée à des paramètres d'impact $u_0 < 1$.

La probabilité P d'une telle configuration est donnée par :

$$P = 1 - \frac{(N-1)(N-2)(N-3)(N-4)}{N^4} \simeq 10\% . \quad (5.42)$$

L'examen de la distribution du nombre d'événements d'un champ à un autre nécessite le calcul du taux d'événements attendu qui dépend du modèle de Galaxie utilisé. Cette étude est menée au chapitre 8.

5.7. Propriétés statistiques des candidats restants

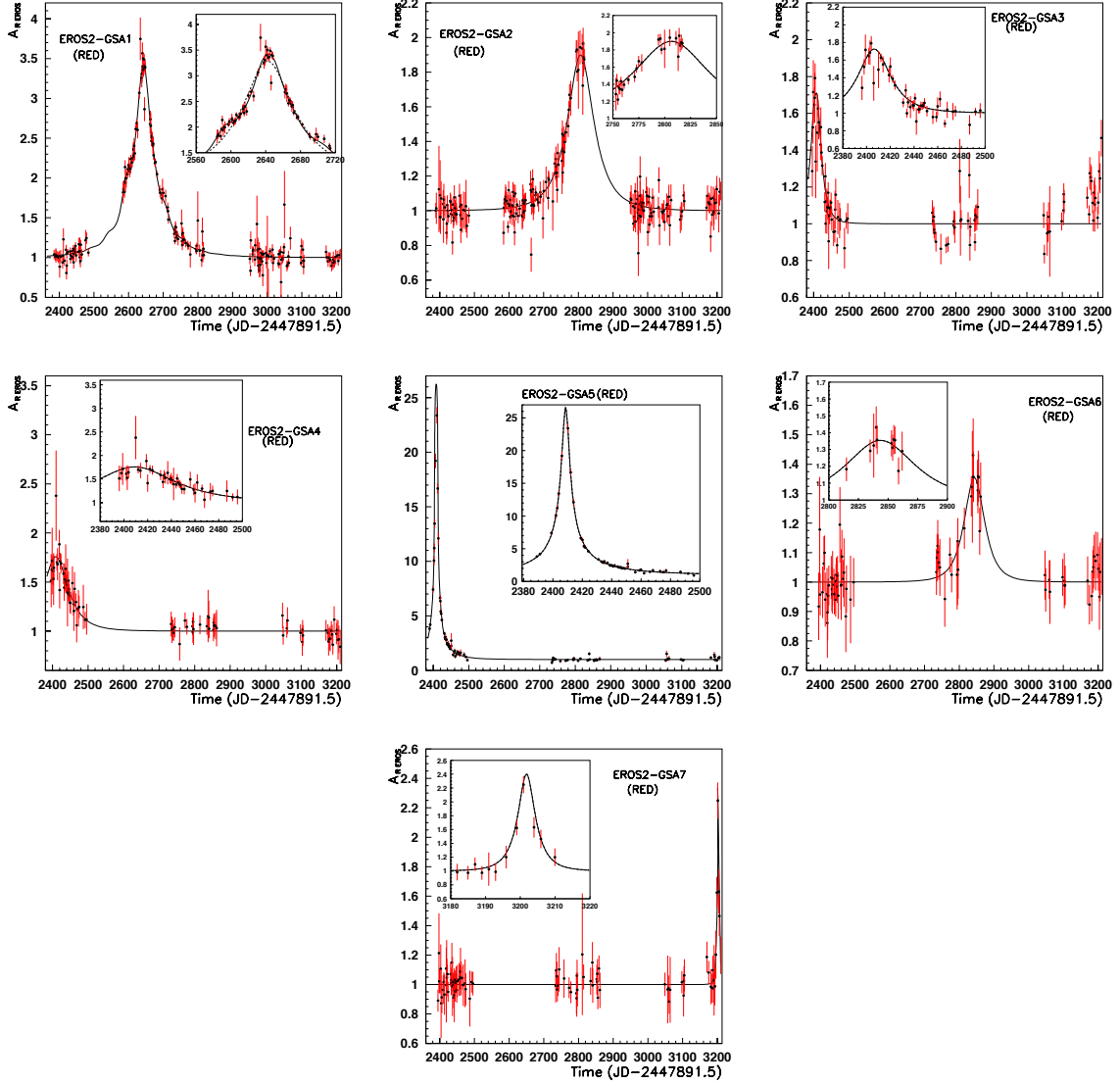


FIG. 5.34 – Courbes d'amplification des 7 candidats à l'effet de microlentille (en rouge).

5.7.3 Distribution des paramètres d'impact

Un test indépendant des modèles galactique consiste à comparer la distribution des paramètres d'impact u_0 avec la distribution attendue. Pour ce faire nous utilisons le test de Kolmogorov-Smirnov. Si l'on ne tient pas compte de l'efficacité de détection, le paramètre d'impact doit être distribué de manière uniforme. Cette distribution *a priori* est modifiée par l'efficacité de détection, plus élevée pour les petits u_0 (grande amplification). Pour prendre en compte l'efficacité de détection $\varepsilon(\Delta t)$ en fonction de Δt , nous calculons à l'aide de la simulation, pour chaque candidat, la distribution cumulée attendue de u_0 pour des événements ayant des durées Δt du même ordre, à $\pm 10\%$. La distribution cumulée globale

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

Candidat	α	δ	R_{EROS}	B_{EROS}	t_0	u_0	Δt	χ^2/N_{ddl}
GSA1	16 : 11 : 50.2	-52 : 56 : 48.5	18.6	19.9	2643.1	0.342	98	455/423
GSA2	16 : 16 : 26.7	-54 : 37 : 49.0	18.3	19.1	2806.2	0.575	70	445/428
GSA3	18 : 32 : 26.0	-12 : 56 : 04.0	17.9	18.4	2406.8	0.679	24	570/186
GSA4	18 : 32 : 12.0	-12 : 55 : 16.0	18.7	20.4	2408.6	0.658	59	204/186
GSA5	18 : 29 : 09.0	-14 : 15 : 09.0	18.5	21.2	2408.6	0.038	72	186/168
GSA6	18 : 33 : 56.0	-14 : 33 : 52.0	18.0	19.0	2843.6	0.983	38	104/170
GSA7	18 : 34 : 10.0	-14 : 03 : 40.0	18.3	19.2	3201.8	0.458	6	88/183

TAB. 5.3 – Caractéristiques des candidats microlentilles. Pour chaque candidat on donne ses coordonnées (α, δ) , ses magnitudes R_{EROS} et B_{EROS} , les caractéristiques de la courbe de Paczyński ainsi que le χ^2 par degré de liberté.

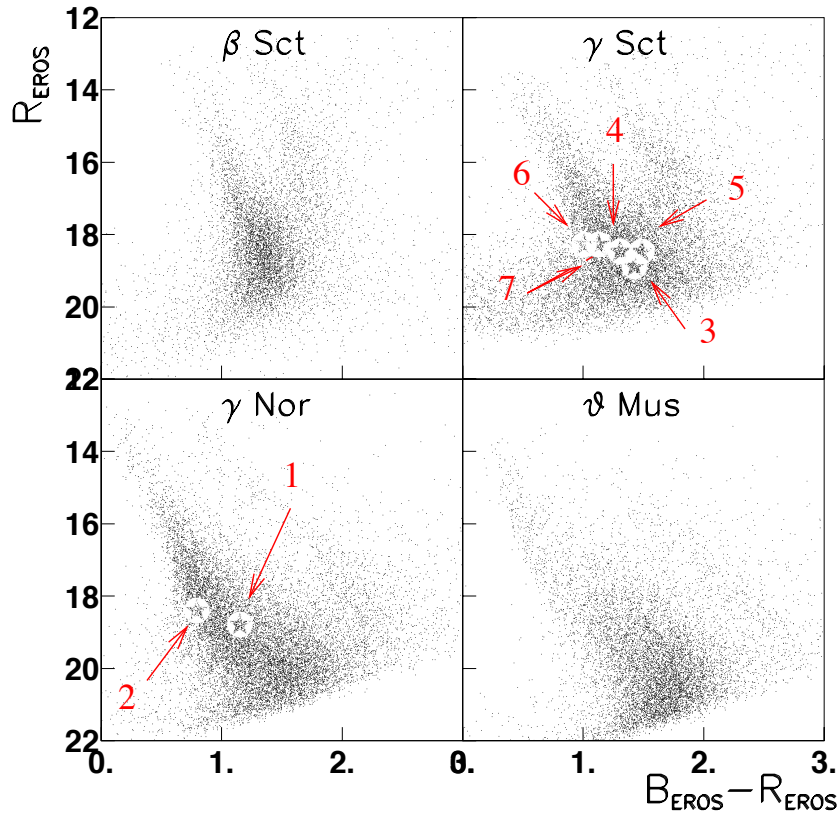


FIG. 5.35 – Diagramme Couleur-Magnitude R_{EROS} vs $B_{EROS} - R_{EROS}$ pour les 4 cibles étudiées (resp. β Sct, γ Sct, γ Nor et θ Mus). La position des différents candidats est indiquée par une étoile.

5.7. Propriétés statistiques des candidats restants

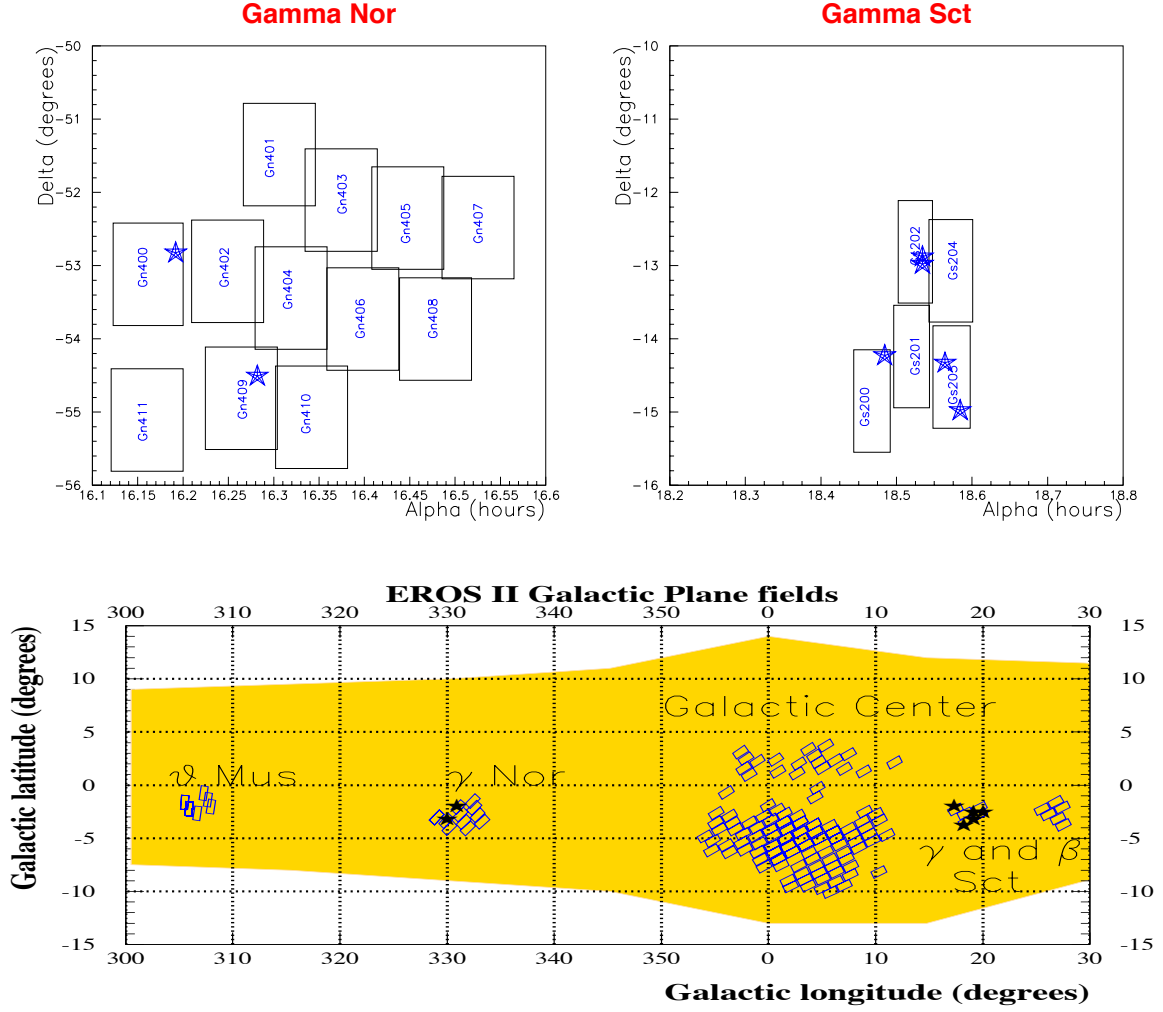


FIG. 5.36 – Position des candidats dans les champs vers γ Nor (à gauche) et vers γ Sct (à droite). La position des candidats est marquée par une grosse étoile.

attendue s'obtient en sommant les sept distributions ainsi obtenues.

Les distributions cumulées du paramètre d'impact observées et attendues pour sept événements sont montrées sur la figure 5.37 à gauche. La distance maximale entre les deux distributions est de 0.357. La probabilité d'obtenir une distribution cumulée qui s'écarte autant, ou plus, de la distribution attendue est $P_{KS} = 0.27$. Ainsi cet ensemble de sept événements est compatible avec la prédiction d'une distribution *a priori* uniforme de u_0 .

5.7.4 Distribution des instants de maximum d'amplification

De même que u_0 , la distribution des instants du maximum d'amplification t_0 doivent être distribués de manière uniforme. Selon une procédure analogue à celle décrite ci-

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

dessus on construit les distributions cumulées des instants du maximum d'amplification pour les événements et pour la simulation (cf. figure 5.37 à droite). On peut noter que

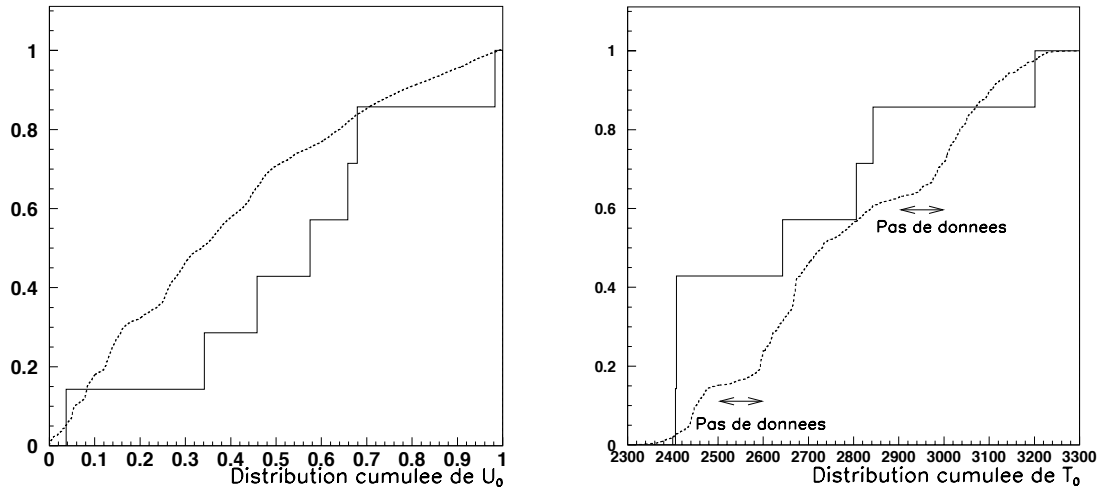


FIG. 5.37 – Distribution cumulée de u_0 (à gauche) et de t_0 (à droite) pour les sept événements (trait plein) et pour une distribution a priori uniforme, affectée par notre efficacité de détection (pointillé). Les périodes sans prise de données (l'hiver) lorsque les champs ne sont plus visibles, sont indiquées.

la distribution cumulée attendue présente des ruptures de pente correspondant à des périodes sans prise de données (l'hiver aux dates comprises entre 2500-2600 et 2900-3000]. La distance maximale entre les deux distributions est de 0.4. La probabilité d'obtenir une distribution cumulée qui s'écarte autant, ou plus, de la distribution attendue est $P_{KS} = 0.16$.

5.8 Conclusions de la recherche

Nous avons recherché des candidats à l'effet de microlentille dans quatre directions du plan galactique. Pour faciliter la mise au point de l'analyse nous avons développé un filtre (composé de quatre algorithmes) sélectionnant les 10% d'étoiles les plus variables. Sur ce lot nous avons effectué une recherche d'événements de microlentille en appliquant des critères éliminant successivement les étoiles de flux constant, les étoiles variables (intrinsèques et bruit d'origine physique), puis demandant une compatibilité de la courbe de lumière avec la courbe d'amplification théorique. L'effet de ces différents critères a été contrôlé sur un lot d'événements de microlentille simulés. Sur près de 9 millions d'étoiles sept étoiles satisfont à tous les critères. Celles-ci possèdent les propriétés statistiques raisonnables d'un lot d'événements de microlentille. Nous pouvons ainsi considérer que

ces sept étoiles sont de bons candidats à l'effet de microlentille. L'analyse plus détaillée de leurs courbes de lumière fait l'objet du chapitre suivant. Dans le chapitre 8, consacré à l'interprétation de ces candidats en terme de structure de la Galaxie, nous montrerons que les sept candidats ne sont probablement pas contaminés par du bruit de fond.

5. Recherche des effets de lentille gravitationnelle

6. ANALYSE DES COURBES DE LUMIÈRE DES CANDIDATS

Nous présentons ici les différents ajustements d'effets de microlentille effectués sur les candidats BRAS SPIRAUX. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, l'interprétation des candidats peut être plus élaborée que celle d'un simple effet d'une lentille ponctuelle sur une étoile source, elle aussi ponctuelle. Certaines caractéristiques des courbes de lumière peuvent nous renseigner sur les « raffinements » à apporter à cette vision simple : si l'étoile subit une forte amplification, des distorsions dues à la taille finie de l'étoile source peuvent être soupçonnées; de même un effet de parallaxe n'a de chances d'être observé que si la durée de l'événement est de plusieurs semaines (c'est-à-dire non négligeable devant la période orbitale de la Terre). De telles déviations aux effets standards de microlentille peuvent nous permettre de contraindre la masse et/ou la distance de la lentille. Enfin dans certains cas, comme le cas d'un effet de lentille sur un système binaire, la prise en compte de la déviation à l'effet ordinaire n'est plus un simple raffinement mais une vraie nécessité. Une recherche systématique de tels effets a été entreprise sur les candidats.

Dans le §6.1 nous présentons les différentes contraintes obtenues à partir de la mise en évidence (ou de l'absence) d'un effet de taille finie de l'étoile source, de la parallaxe et d'un effet de lentille sur une étoile binaire. De nouvelles observables sont obtenues qui, combinées à la durée caractéristique Δt des événements, permettent d'établir des contraintes sur les paramètres physiques de la lentille. Au §6.2 nous présentons les analyses effectuées sur les sept candidats.

6.1 Contraintes sur les paramètres physiques de la lentille

Les paramètres physiques de la lentille comme sa masse M , sa vitesse transverse relative V_T et sa distance D_d ne peuvent être directement obtenus des courbes de lumière d'effets de lentille standards, la seule variable mesurable Δt reliée à ces paramètres étant une combinaison des différentes variables (cf. équation 2.19 du chapitre 2) :

$$\Delta t = 78.11 \text{ jours} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{D_d}{10 \text{ kpc}} \right)^{1/2} (1-x)^{1/2} \left(\frac{200 \text{ km s}^{-1}}{V_T} \right). \quad (6.1)$$

On rappelle que $x = D_d/D_s$ est le rapport de la distance observateur-défecteur D_d sur la distance observateur-source D_s .

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

Seule une description statistique de l'ensemble des événements peut permettre d'estimer les distributions des valeurs de ces paramètres.

La courbe de Paczyński (cas standard) est caractérisée par trois paramètres :

- t_0 l'instant du maximum d'amplification;
- u_0 le paramètre d'impact à $t = t_0$;
- Δt la durée de traversée par le défecteur d'un rayon d'Einstein dans le plan de la lentille (perpendiculaire à la ligne de visée).

Ces paramètres sont déterminés sur la courbe de lumière des événements par la minimisation de :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{Flux_i - F_{base} \times A(t_i)}{\sigma_{flux_i}} \right)^2, \quad (6.2)$$

où $Flux_i$ est la valeur du flux pour la mesure i , σ_{flux_i} est l'incertitude portant sur cette mesure et $A(t_i)$ est l'amplification théorique à l'instant de la mesure i en supposant que l'on a affaire à un effet de lentille standard (équation 2.19 du chapitre 2).

Pour certains candidats, la courbe d'amplification au cours du temps peut s'écarter de la forme canonique de Paczyński. Nous allons alors effectuer des ajustements d'effets de microlentille non-ordinaires, pour lesquels l'expression de l'amplification $A(t)$ est changée et tient compte des paramètres supplémentaires (comme décrit au chapitre 2). Ces ajustements permettront de contraindre ces nouveaux paramètres, correspondant à des observables reliées aux grandeurs physiques caractérisant la lentille et la source.

6.1.1 Effet de taille finie de la source

Nous avons vu au chapitre 2 (§2.5) que lorsque l'amplification est grande, l'approximation de la source en tant qu'objet ponctuel est à reconsidérer. Dans le cas d'une source de rayon R_s non nul, circulaire et de brillance de surface uniforme, l'ajustement de la courbe d'amplification théorique nécessite l'introduction d'un paramètre supplémentaire $U = \theta_s/\theta_E$, où θ_s est le rayon angulaire de la source, donné par :

$$\theta_s = \frac{R_s}{D_s} = 2.3 \times 10^{-12} \text{ rad} \left(\frac{R_s}{R_\odot} \right) \left(\frac{10 \text{ kpc}}{D_s} \right), \quad (6.3)$$

et θ_E , le rayon angulaire d'Einstein est donnée par l'équation 2.15 du chapitre 2. Ainsi le paramètre U peut s'exprimer sous la forme :

$$U = 5.10^{-4} \left(\frac{R_s}{R_\odot} \right) \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{10 \text{ kpc}}{D_s} \right)^{1/2} \left(\frac{x}{1-x} \right)^{1/2}. \quad (6.4)$$

Il est intéressant de noter que même si l'effet de taille finie de l'étoile source n'est pas observable on peut tout de même déduire quelques contraintes concernant U . D'après

6.1. Contraintes sur les paramètres physiques de la lentille

l'équation 2.25 du chapitre 2, si on observe une grande amplification maximale A_{pic} , alors celle-ci est majorée par $A(u_0 = 0, U)$. On obtient ainsi une contrainte sur U :

$$U \leq \frac{2}{\sqrt{A_{pic}^2 - 1}} . \quad (6.5)$$

Cette contrainte peut ensuite être reportée dans les équations précédentes où les égalités sont remplacées par des inégalités. Celle-ci est cependant moins forte que celle obtenue en procédant à l'ajustement de la courbe théorique sur les données.

Ainsi si on détermine (à partir de la courbe de lumière) simultanément Δt et U , on obtient une contrainte sur le mouvement propre angulaire μ de la lentille, pourvu que θ_s puisse être estimé par ailleurs :

$$\mu \equiv \frac{V_T}{D_d} = \frac{\theta_E}{\Delta t} = \frac{\theta_s}{U \Delta t} \quad (6.6)$$

$$\mu(\text{km/s/kpc}) = 3.57 \times 10^{11} \frac{\theta_E \text{ (rad)}}{\Delta t \text{ (jour)}} . \quad (6.7)$$

Des valeurs caractéristiques de μ sont données pour les différentes composantes de la Galaxie dans le tableau 6.1.1 lorsqu'on vise dans le plan galactique ou vers le Grand Nuage de Magellan.

La comparaison de la valeur de μ mesurée avec ce tableau doit permettre de contraindre la localisation de la lentille ou tout du moins de savoir à quelle composante de la Galaxie elle appartient.

Direction		Plan galactique			LMC		
Composantes unités	$\langle v_T \rangle$ km/s	x	μ km/s/kpc	\tilde{v} km/s	x	μ km/s/kpc	\tilde{v} km/s
Disque galactique	60	0.5	6	120	0.01	100	50
Disque épais	80	0.5	8	160	0.04	50	105
Halo galactique	220	0.5	22	440	0.20	22	275
Halo du LMC	100	-	-	-	0.94	2	1700
Disque du LMC	30	-	-	-	0.99	0.4	3000

TAB. 6.1 – Valeurs caractéristiques dans les directions étudiées du plan galactique et du LMC de la vitesse moyenne transverse $\langle v_T \rangle$ des lentilles, de la valeur de $x = D_d/D_s$, du mouvement propre angulaire μ et de la vitesse projetée \tilde{v} au niveau du soleil pour les différentes composantes de la Galaxie (voir texte pour la définition de μ et \tilde{v}). (adapté de [Gou96].)

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

6.1.2 Effet de parallaxe terrestre

La prise en compte de la révolution de la Terre autour du Soleil nécessite l'introduction de deux paramètres supplémentaires :

- $\delta u = a_{\oplus}(1 - x)/R_E$: le demi grand-axe de l'orbite terrestre a_{\oplus} projeté dans le plan de la lentille (perpendiculaire à la ligne de visée), exprimé en unités de R_E ;
- θ : un angle décrivant l'orientation de la vitesse transverse de la lentille V_T par rapport au grand axe de la projection de l'orbite terrestre dans le plan de la lentille.

On introduit le rayon d'Einstein projeté à partir de la source dans le plan contenant le Soleil et perpendiculaire à la ligne de visée :

$$\tilde{R}_E \equiv \frac{R_E}{1 - x} = \frac{a_{\oplus}}{\delta u}. \quad (6.8)$$

La mesure des paramètres δu et Δt permet de donner une estimation de la vitesse transverse projetée \tilde{v} au niveau du soleil:

$$\tilde{v} \equiv \frac{V_T}{(1 - x)} = \frac{\tilde{R}_E}{\Delta t}. \quad (6.9)$$

Des valeurs caractéristiques de \tilde{v} sont données pour les différentes composantes de la Galaxie dans le tableau 6.1.1 lorsqu'on vise dans le plan galactique ou vers le Grand Nuage de Magellan.

De même que dans le cas de l'effet de taille finie, la non-observation d'un tel effet peut tout de même nous permettre d'établir des contraintes sur les paramètres de la lentille et ce d'autant mieux que la valeur limite de δu exclue est petite. Le tableau 6.2 résume pour les effets de taille finie et de parallaxe les paramètres des ajustements que nous cherchons à déterminer, et les grandeurs physiques que nous pouvons alors contraindre.

	paramètre de l'ajustement	grandeur physique
Effet de taille finie	U	μ
Effet de parallaxe	δu	\tilde{v}

TAB. 6.2 – Paramètres utilisés dans les ajustements et grandeurs physiques reliées.

6.2 Vérifications et traitements particuliers

Sur chaque candidat certaines vérifications sont effectuées systématiquement. Certaines concernent aussi bien le candidat que son voisinage (recherche de corrélation avec des problèmes instrumentaux), d'autres sont liées à des déviations spécifiques à la forme canonique de l'effet de lentille.

Tout d'abord il est nécessaire de s'intéresser au voisinage du candidat. La majorité des étoiles ayant un flux constant au cours du temps, il doit en être de même pour les

étoiles voisines du candidat. Une telle vérification a été effectuée. Nous avons pu aussi vérifier que les étoiles sources (qui sont des étoiles faibles) ne sont pas répertoriées dans les catalogues d'étoiles variables existant. Nous montrons pour chaque candidat une carte de champ, de quelques minutes d'arc de côté, centrée sur le candidat.

Nous avons vu au chapitre 5 (page 104) que le flux des étoiles est fréquemment corrélé avec le seeing. Lorsque le seeing est élevé, le flux des étoiles est étalé sur un plus grand nombre de pixels, et des étoiles situées hors de la fenêtre de mesure peuvent perturber la mesure du flux d'une étoile donnée. Pour nous affranchir d'une partie de la corrélation induite, chaque candidat a subi une nouvelle étape de photométrie prenant en compte un plus grand voisinage (on rappelle que la mesure du flux d'une étoile implique l'ajustement simultané du flux des étoiles voisines, cf. §4.2). Cette opération est assez coûteuse en temps et n'a ainsi été effectuée que sur les candidats. Sur chaque courbe de lumière corrigée nous avons alors recherché des corrélations résiduelles avec des effets instrumentaux : seeing, hauteur du champ sur l'horizon, fond de ciel. Malgré la « photométrie améliorée » certains candidats montrent encore une certaine corrélation du flux avec le seeing, lorsque leur voisinage est particulièrement difficile (comme la proximité d'une étoile très lumineuse). L'exemple le plus probant est le candidat GSA2 sur lequel nous avons dû appliquer une correction des flux en fonction du seeing. Cette correction est utilisée pour les différents candidats, lorsque cela s'avère nécessaire.

Enfin sur chaque candidat nous avons effectué une recherche de signal périodique dans les résidus de l'ajustement d'un effet de lentille (des effets de lentille sur des étoiles variables ont en effet été mis à jour [Ans95] et [Pal97b]). De plus nous avons recherché un éventuel effet de confusion.

6.3 Présentation des candidats

Nous commençons la présentation par les deux candidats trouvés dans la direction de γ Nor. Ils sont présentés par ordre chronologique de la date du maximum d'amplification. Nous terminons la présentation par les cinq candidats trouvés dans la direction de γ Sct.

6.3.1 *Le candidat EROS2-GSA1*

Le premier candidat est situé dans la direction de γ Nor. Il appartient au champ GN400 et a été observé sur le quart m du CCD 3. La figure 6.1 montre sa carte de champ. La courbe 6.2 présente la variation de l'amplification au cours du temps dans les deux filtres EROS¹. L'événement est long, avec une durée caractéristique d'environ 100 jours. Avec les points disponibles à ce jour on peut observer le retour sur la ligne de base. On note sur

1. L'origine des dates EROS est le 1 janvier 1990 à 0 h TU. Toutes les dates sont données en jour julien JD par rapport à cette date. Le 1^{er} janvier 1996 correspond ainsi à la date 2191.

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

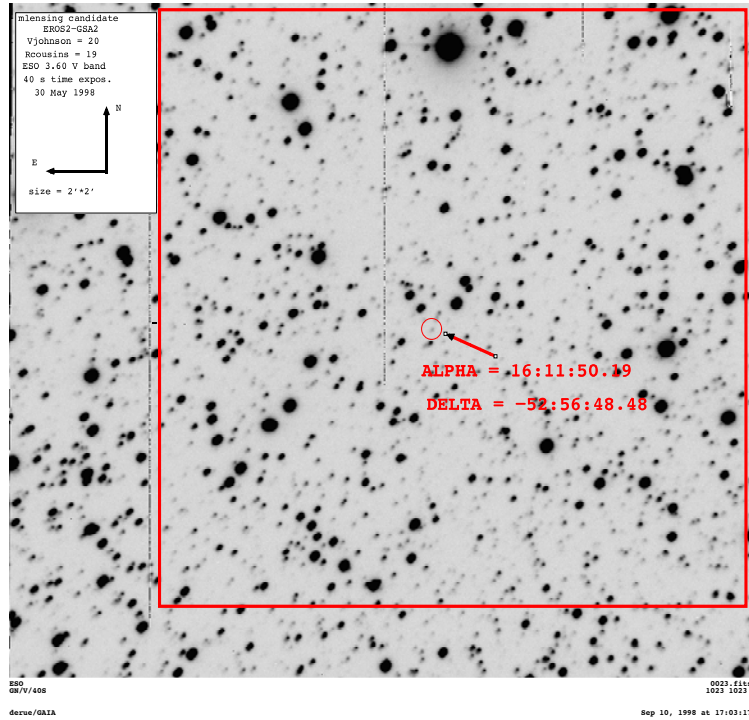


FIG. 6.1 – Candidat EROS2-GSA1. Carte de champ issue d'une image prise le 30 mai 1998 (date=2926 en unités EROS) au télescope ESO 3.60m avec une pose de 40s dans la bande V. La taille du pavé est de $2' \times 2'$.

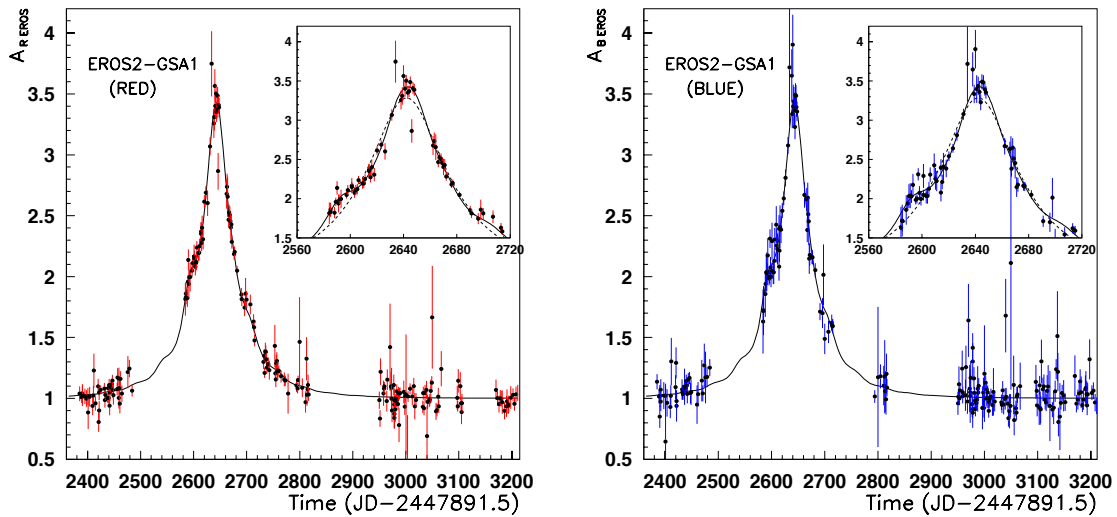


FIG. 6.2 – Candidat EROS2-GSA1. Courbe d'amplification en rouge à gauche, et en bleu à droite; les encarts montrent un zoom sur la partie amplifiée. Les courbes attendues dans le cas standard (trait tireté) ainsi que dans le cas d'une source binaire (trait plein) avec une seule composante lumineuse de période 50 jours sont superposées.

la figure 6.3 donnant l'amplification dans la bande rouge en fonction de l'amplification dans la bande bleue que l'amplification ne présente aucun caractère chromatique.

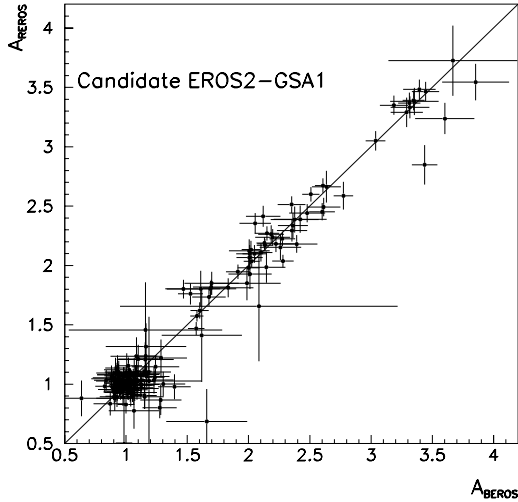


FIG. 6.3 – *Candidat EROS2-GSA1. Amplification en bleu en fonction de l'amplification en rouge. La diagonale représente la droite de pente 1.*

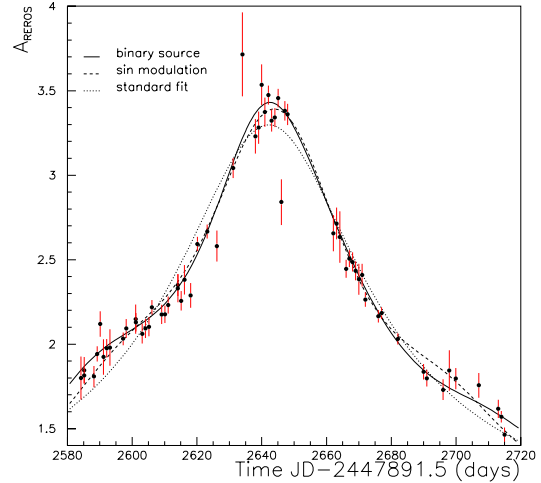


FIG. 6.4 – *Candidat EROS2-GSA1. Détail autour de la période d'amplification maximale dans la bande rouge. Trois ajustements sont représentés : en trait plein l'ajustement avec source binaire, en trait-tiré l'effet de lentille sur une étoile variable (de variation de flux sinusoïdale) et en pointillé l'ajustement standard.*

Une variabilité dans les résidus

La courbe donnant les résidus d'un ajustement d'un effet de lentille standard (cf. figure 6.5 à gauche) montre des structures corrélées dans les deux couleurs au voisinage du maximum d'amplification. Une recherche de signal périodique a été effectuée dans ces résidus et une période d'environ 54 jours a été trouvée. On peut interpréter cette période, responsable des épaulements de la courbe d'amplification, comme la marque d'une variabilité intrinsèque de l'étoile ou d'une modulation du paramètre d'impact dans le cas d'une source binaire (cf. chapitre 2 §2.5). On constate sur la partie droite de la figure 6.5 que la prise en compte d'un effet de lentille sur une source binaire permet effectivement de réduire l'amplitude des résidus.

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

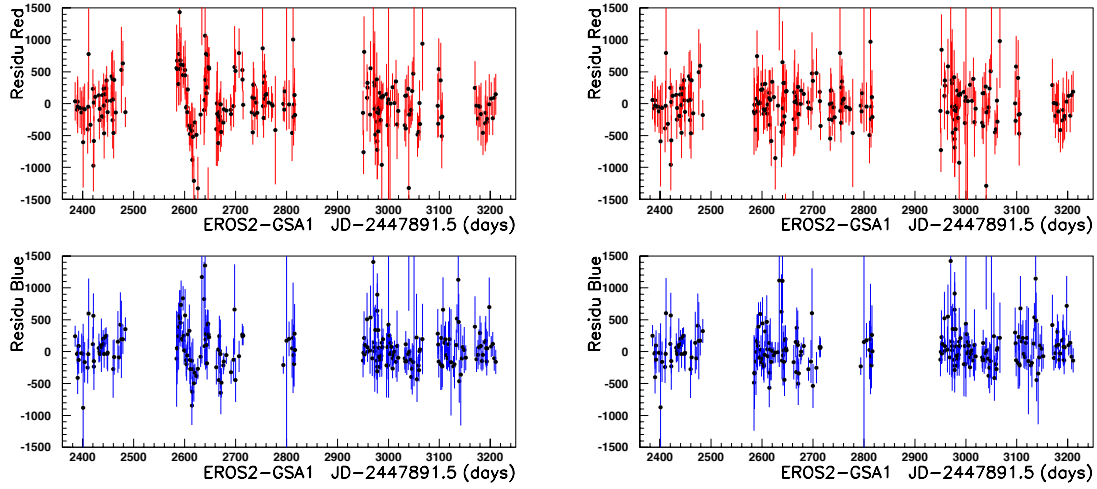


FIG. 6.5 – *Candidat EROS2-GSA1. A gauche, résidus de l’ajustement d’une courbe standard, à droite, résidus d’un ajustement avec un effet de lentille où la source est un système binaire de période 50 jours.*

Résultats des différents ajustements

Pour décrire la structure complexe de la courbe de lumière et des résidus, il nous faut prendre en compte une modulation périodique du signal. Cette modulation peut être obtenue si l’étoile est intrinsèquement variable (on suppose ici que la variation de flux est sinusoïdale, cf. §2.5), s’il y a un effet de parallaxe ou si la source est un système binaire. On présente dans le tableau 6.3 les valeurs des paramètres des ajustements dans le cas standard (SM), avec une étoile intrinsèquement variable (MO), et dans le cas d’une source binaire. On distingue le cas où une seule composante est lumineuse (SB1) du cas général comprenant deux composantes lumineuses (SB2). Sur la figure 6.4 on montre, dans la région du maximum d’amplification, la courbe d’amplification et les différents ajustements effectués. On note une nette amélioration de l’ajustement en tenant compte d’effets non-standard, le χ^2 passant de 876.8 dans le cas du meilleur ajustement d’effet de lentille standard, à des valeurs de l’ordre de 648.6 dans le cas de l’ajustement supposant une source intrinsèquement variable, et à 549.2 dans le cas de l’ajustement d’un effet de lentille sur une source binaire. La prise en compte d’un effet de parallaxe ne permet pas d’améliorer significativement la qualité de l’ajustement par rapport au cas standard, et ce quelles que soient les valeurs de δu et θ . Le cas de la variabilité intrinsèque peut probablement être éliminé car aucune variabilité périodique n’a pu être décelée dans la partie non amplifiée de la courbe.

<i>Paramètres</i>	<i>SM</i>	<i>MO</i>	<i>SB1</i>	<i>SB2</i>
Δt [jours]	91.5 ± 1.1	$94.6 \pm 1.$	99.1	97.5
t_0 [jours]	2642.2 ± 0.3	2642.4 ± 0.2	2641.2	2641.6
u_0	0.3157 ± 0.0025	0.317 ± 0.002	0.326	0.326
θ [rad]	–	–	–2.56	0.50
T [jours]	–	53.6 ± 0.2	50.9	50.0
ρ	–	0.042 ± 0.003	0.04	0.16
ϕ_0 [rad]	–	-0.44 ± 1.1	–1.3	0.314
η [rad]	–	–	–2.12	1.978
ω	–	–	–	0.7
q	–	–	–	0.6
$F_{base}(R)$ [ADU]	4129 ± 18	4106 ± 30	4086	4094
$F_{base}(B)$ [ADU]	2287 ± 17	2260 ± 18	2256	2256
N	439	439	439	439
N_{param}	5	8	10	12
χ_{min}^2	876.8	648.6	551.2	549.2

TAB. 6.3 – *Caractéristiques du candidat EROS2-GSA1. Les paramètres des ajustements de source binaire en rotation (SB1 et SB2) sont indicatifs du meilleur ajustement, mais un grand nombre de configurations donnent un bon χ^2 .*

La source comme système double

Sur la figure 6.4 on peut noter que c’est l’ajustement d’une courbe d’amplification de source binaire qui permet de reconstruire au mieux les épaulements. On peut cependant remarquer que le second épaulement, dans la partie descendante de la courbe, n’est pas aussi bien reconstruit que le premier. Pour déterminer les configurations acceptables, nous avons recherché des ajustements en imposant les valeurs des paramètres P_{orb} , ρ , q et ω (cf. chapitre 2 §2.5 pour la définition de ces quantités). Les résultats de cette exploration des paramètres physiques de la source binaire sont présentés sur la figure 6.6.

Les gros points correspondent à des ajustements pour lesquels une seule des composantes du système est lumineuse. On remarque que pour un large domaine de périodes il est possible de trouver des ajustements avec un bon niveau de confiance (enveloppe inférieure de la distribution). Dans cette configuration la classe de période la plus probable correspond à $P_{orb} = 51 \pm 3$ jours avec un demi-grand axe projeté $\rho = ax/R_E = 0.04 \pm 0.01$.

Les petits points de la figure 6.6 correspondent à des ajustements pour lesquels les deux composantes du système sont lumineuses. Une fois encore on remarque que pour un grand domaine de périodes on peut trouver des configurations pour lesquelles l’ajustement donne un bon χ^2 . Le premier ensemble de configurations, qui correspond à $P_{orb} = 50 \pm 3$ jours, avec un demi-grand axe projeté $\rho = ax/R_E = 0.16 \pm 0.1$, nous ramène pratiquement

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

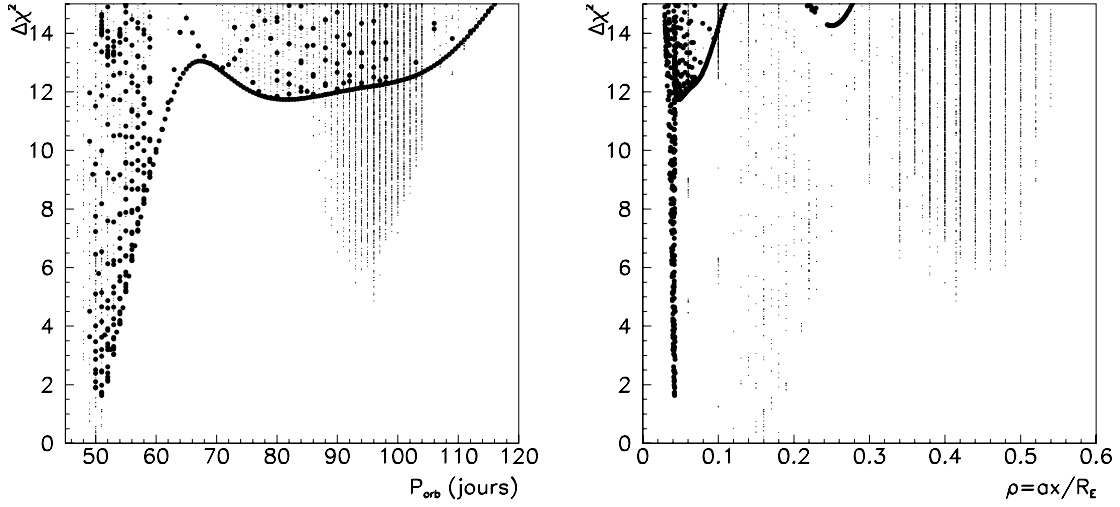


FIG. 6.6 – *Candidat EROS2-GSA1. Variation du χ^2 dans le cas d'un ajustement avec une source binaire en fonction de la période du système et de la distance projetée séparant les deux composantes (chaque point représente un ajustement). Les gros points correspondent au cas d'une source binaire avec une seule composante lumineuse (où on a exploré selon l'espace des paramètres P_{orb} et ρ), les petits points correspondent au cas général (où on a exploré selon l'espace des paramètres P_{orb} , ρ , q et ω).*

aux configurations avec une seule source lumineuse, puisqu'il correspond au cas où l'une des deux étoiles a une luminosité très supérieure à celle de l'autre. Un second ensemble, avec $P_{orb} \sim 100$ jours et un demi-grand axe projeté $\rho = ax/R_E \sim 0.4$, correspond au cas où les deux compagnons ont une masse et une luminosité similaires (ce cas de figure donne cependant des ajustements significativement moins bons, plus de 5 unités de χ^2 au-dessus du meilleur ajustement).

D'après la relation $\rho = ax/R_E$, en exprimant le rayon d'Einstein et la troisième loi de Képler, on obtient :

$$\frac{M_{lens}}{M_{\odot}} \frac{D_s}{7 \text{ kpc}} \sim 6.7 \times 10^{-6} \left[\frac{P_{orb}}{1 \text{ j}} \right]^{\frac{4}{3}} \left[\frac{M_T}{M_{\odot}} \right]^{\frac{2}{3}} \rho^{-2} \frac{x}{1-x}, \quad (6.10)$$

où M_{lens} est la masse de la lentille, M_T est la masse totale du système double et D_s sa distance. A titre d'exemple, la figure 6.7 montre cette relation entre $M_{lens} \times D_s$ et x , en supposant que le système binaire a une période $P_{orb} = 50$ jours, $\rho = 0.16$ et sous deux hypothèses de masse M_T , pour une source située à 7 kpc. On constate qu'avec ce choix de paramètres raisonnables, les contraintes sur la masse de la lentille pourraient nous indiquer si celle-ci est de type naine brune ou s'il s'agit d'une petite étoile. Enfin, remarquons que cette éventuelle contrainte serait beaucoup plus forte que celle que nous pourrions obtenir à partir de l'effet de taille finie de l'étoile source. La raison en est la

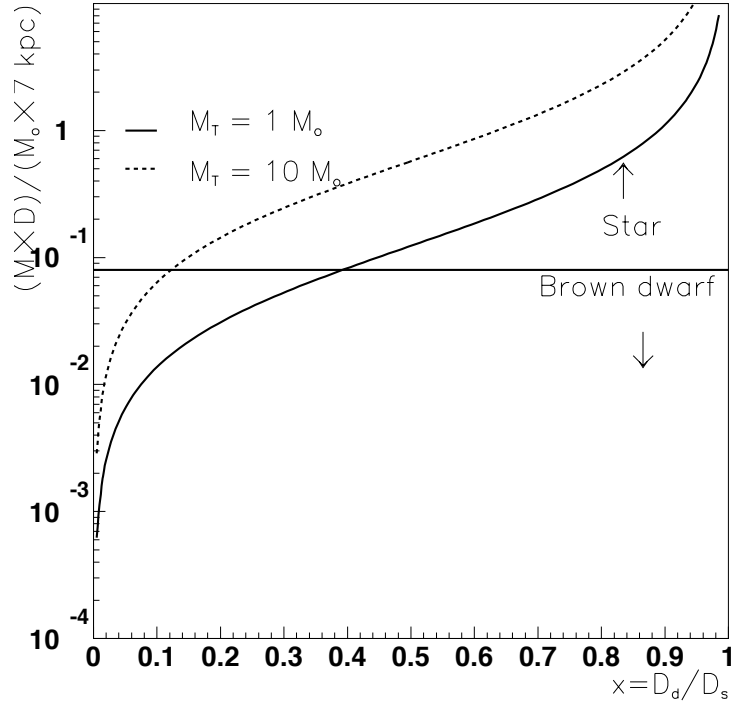


FIG. 6.7 – *Candidat EROS2-GSA1. Relation entre M_{lens} et x dans l’hypothèse d’un système binaire de période orbitale $P_{orb} = 50$ jours avec $\rho = 0.16$ et deux hypothèses de masse totale : $1 \times M_{\odot}$ et $10 \times M_{\odot}$. La distance de la source est supposée $D_s = 7$ kpc.*

suivante : dans le cas d’un effet de taille finie nous sommes sensible à la dimension de l’étoile source (typiquement $R = R_{\odot} \sim 10^6$ km), alors que dans le cas de la source binaire nous sommes sensible à la distance séparant les deux étoiles, qui est de l’ordre d’une unité astronomique soit $\sim 10^8$ km.

En résumé, cet événement semble pouvoir être interprété en tant qu’événement de microlentille sur une étoile double dont la ligne de visée oscille; c’est la première fois qu’un tel effet serait mis en évidence.

6.3.2 Le candidat EROS2-GSA2

Le deuxième candidat est situé dans la direction de γ Nor. Il appartient au champ GN409 et a été observé sur le quart k du CCD 3. La figure 6.9 en haut présente la variation de l’amplification au cours du temps dans les deux filtres EROS. L’absence de points sur la courbe bleue lors de la montée s’explique par une panne de la caméra bleue. L’absence de points dans les deux couleurs lors de la descente s’explique simplement par la non-visibilité de ce champ à cette époque. On remarque sur la carte de champ (figure

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

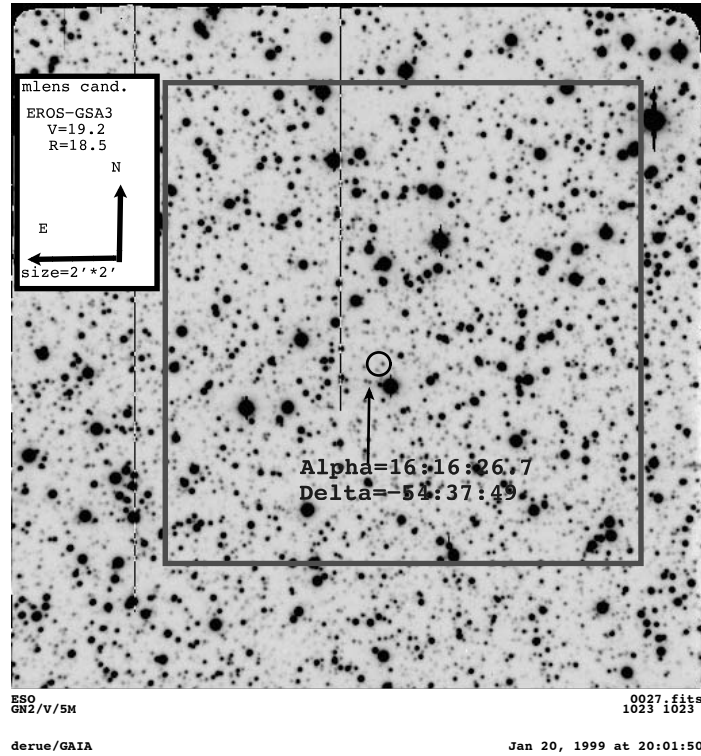


FIG. 6.8 – Candidat EROS2-GSA2. Carte de champ issue d’une image prise le 30 mai 1998 ($date=2926$ en unités EROS) au télescope ESO 3.60m avec une pose de 5 minutes dans la bande V. La taille du pavé est de $2' \times 2'$.

6.8) que le candidat est proche d’une étoile très lumineuse.

Des résidus corrélés avec le seeing

Sur la figure 6.9 en haut on note la présence d’un grand nombre de points significativement éloignés de la courbe d’amplification ajustée dans le cas standard. Ceux-ci correspondent en général à des mesures prises avec des valeurs de seeing σ élevées. La figure 6.10 montre en effet que les résidus de cet ajustement sont fortement corrélés avec le seeing σ .

En appliquant la méthode des moindres carrés on peut ajuster une droite :

$$\text{residu} = a(\text{ADU}/'') \times \sigma('') + b(\text{ADU}) . \quad (6.11)$$

Les paramètres ajustés sont : ($a = -750 \pm 50, b = 1560 \pm 150$) en rouge et ($a = -650 \pm 40, b = 1330 \pm 150$) en bleu. On peut interpréter ceci comme l’influence des étoiles voisines (particulièrement de l’étoile brillante visible sur la figure 6.8), qui, lorsque le seeing est élevé, viennent perturber l’estimation du flux du candidat. Pour compenser l’essentiel de

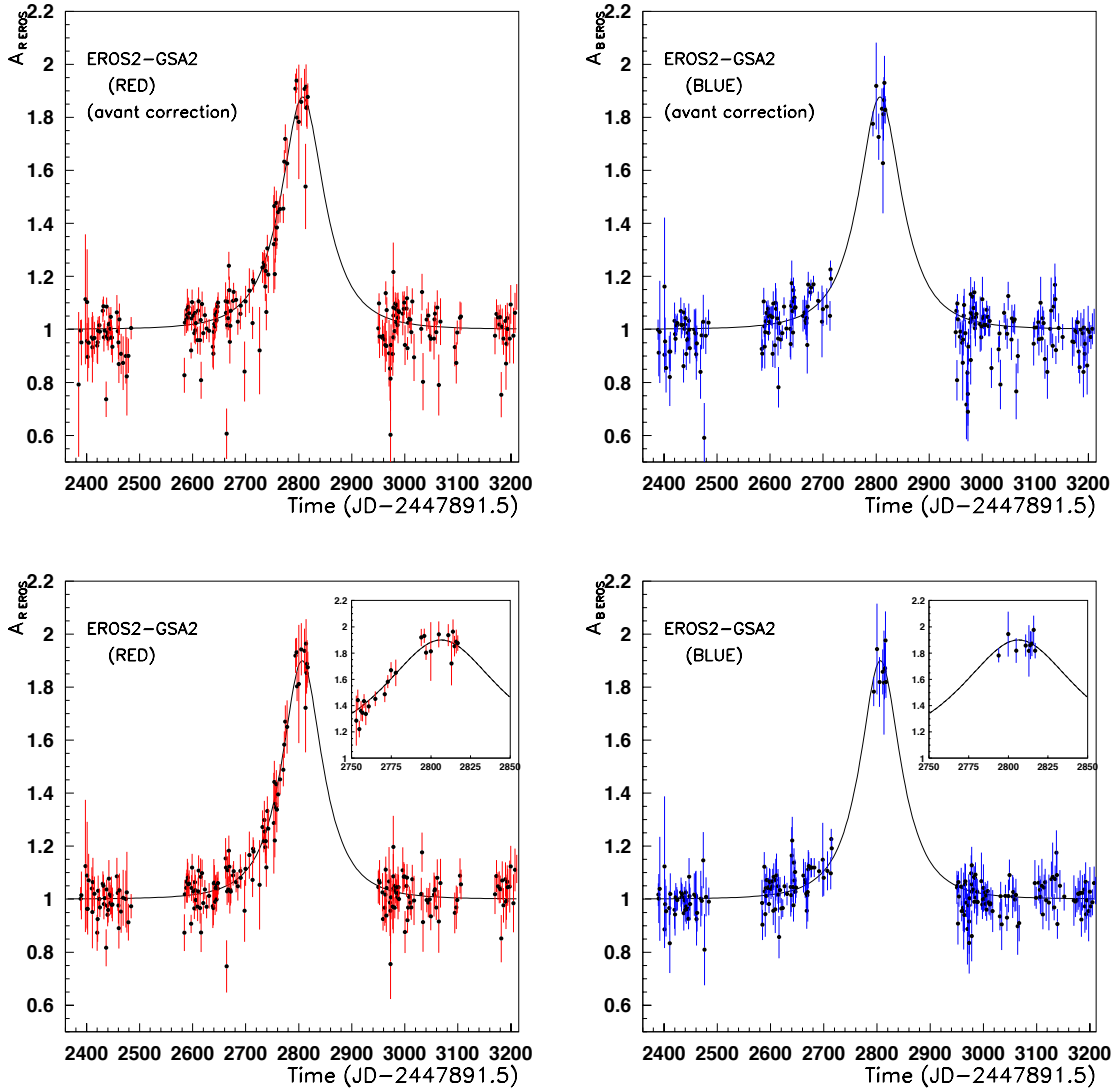


FIG. 6.9 – Candidat EROS2-GSA2. Courbe d’amplification, avant la correction de seeing (en haut) et après la correction (en bas), en rouge (à gauche) et en bleu (à droite). Le meilleur ajustement obtenu d’effet de lentille standard est superposé.

cet effet nous appliquons la correction suivante sur les flux :

$$\text{Flux (corrigé)} = \text{Flux (brut)} - [a \times \sigma + b] . \quad (6.12)$$

Le résultat de cette procédure peut être observé sur la figure 6.9 (en bas) où sont présentés les nouveaux points de mesure et le meilleur ajustement obtenu d’une courbe de Paczyński. Toutefois les structures qui étaient visibles n’ont pas été totalement éliminées, mais simplement atténuées car la correction que nous avons appliquée n’est qu’une correction du premier ordre.

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

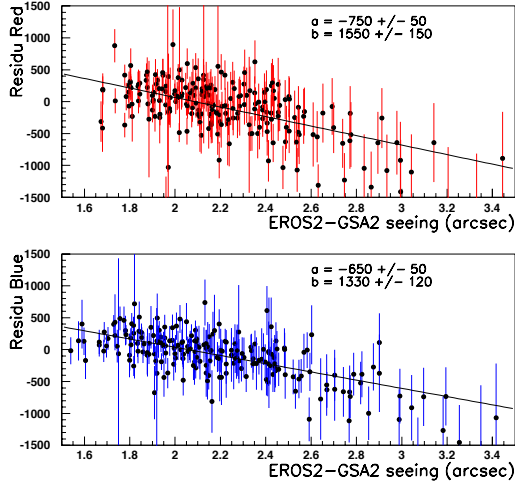


FIG. 6.10 – *Candidat* EROS2-GSA2. Résidus de l’ajustement de l’effet de lentille standard en fonction du seeing. Un ajustement linéaire est effectué sur ces points.

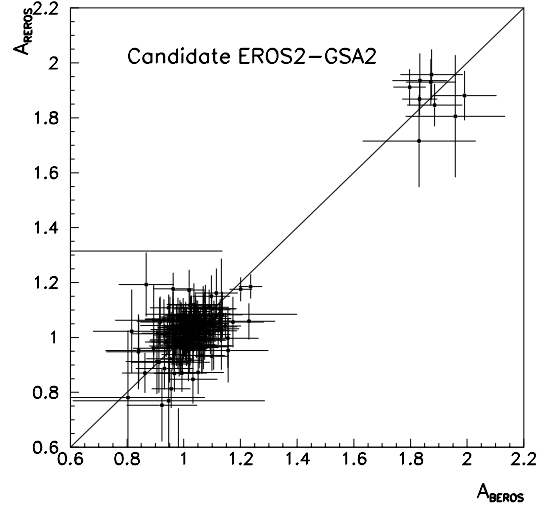


FIG. 6.11 – *Candidat* EROS2-GSA2. Amplification en rouge en fonction de l’amplification en bleu. La diagonale représente la droite de pente 1.

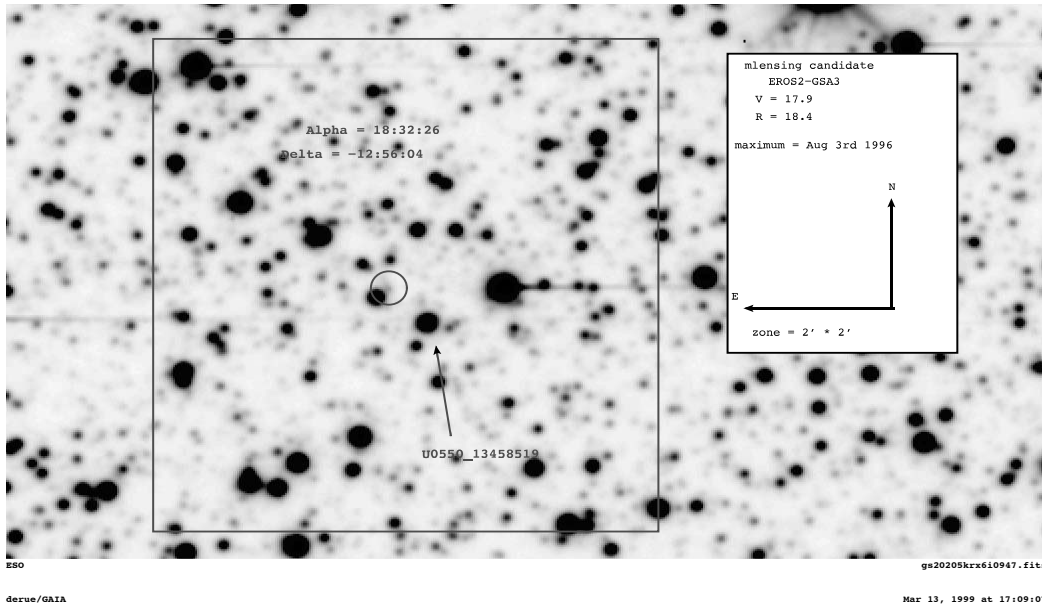
Ce candidat ne montre aucune indication d’effets chromatiques (cf. figure 6.11). Le peu de mesures dont nous disposons dans certaines parties de la courbe de lumière (parties ascendante et descendante de l’amplification) rend impossible la mise en évidence d’un éventuel effet de confusion ou de parallaxe. Le tableau 6.4 donne les valeurs des paramètres de la courbe de Paczyński sans la correction de seeing et avec la correction de seeing. On peut remarquer que cette correction affecte un peu la détermination de la durée caractéristique Δt de l’événement, mais que les deux valeurs sont compatibles.

6.3.3 Le candidat EROS2-GSA3

Le troisième candidat est situé dans la direction de γ Sct. Il appartient au champ GS202 et a été observé sur le quart k du CCD 5 (cf. carte de champ 6.12). La figure 6.14 montre que les résidus de l’ajustement de l’effet de lentille sont corrélés avec le seeing en rouge ($a = 1370 \pm 150, b = -2700 \pm 340$) (cf. équation 6.11 pour la définition de a et b). Le résultat de la correction de corrélation est visible sur la figure 6.13 où sont présentés les points de mesure corrigés et le meilleur ajustement obtenu d’une courbe de Paczyński (la correction étant faible on ne montre pas les mesures avant correction). Les paramètres de l’ajustement d’un effet de microlentille standard, sans la correction de seeing et avec la correction de seeing, sont donnés dans le tableau 6.5. La courbe de lumière ne montre pas de signe de chromaticité, comme on peut le voir sur la figure 6.15 donnant l’amplification

paramètres	avant correction de seeing	après correction de seeing
Δt [jours]	73.8 ± 2.3	69.7 ± 2.7
t_0 [jours]	2807.4 ± 1.4	2806.4 ± 1.6
u_0	0.603 ± 0.006	0.593 ± 0.007
A_{max}	1.88 ± 0.02	1.89 ± 0.01
$F_{base}(R)$ [ADU]	4936 ± 18	4949 ± 22
$F_{base}(B)$ [ADU]	4493 ± 15	4514 ± 19
N_{points}	432	432
N_{param}	5	5
χ^2	679.5	445.1

TAB. 6.4 – Candidat EROS2-GSA2. Paramètres de l'ajustement d'un effet standard.


 FIG. 6.12 – Candidat EROS2-GSA3. Carte de champ issue de l'image de référence. La taille du pavé est de $2' \times 2'$. La flèche désigne une étoile du catalogue USNO.

en rouge en fonction de l'amplification en bleu. Tous les points sont situés sur une droite de pente 1, signifiant probablement l'absence d'effet de confusion, ou que si un tel effet a lieu, il ne peut être dû qu'à une étoile de même couleur.

Le rapport signal sur bruit de ce candidat étant faible, aucune recherche de déviation aux effets standards ne peut être menée.

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

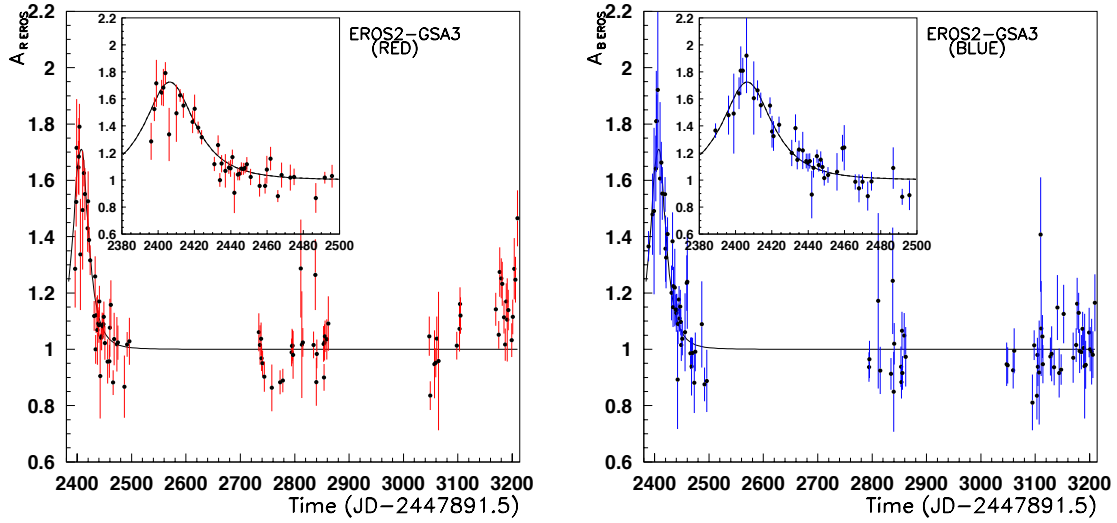


FIG. 6.13 – Candidat EROS2-GSA3. Courbe d'amplification en rouge (à gauche) et en bleu (à droite). Le meilleur ajustement obtenu d'effet de lentille standard est superposé.

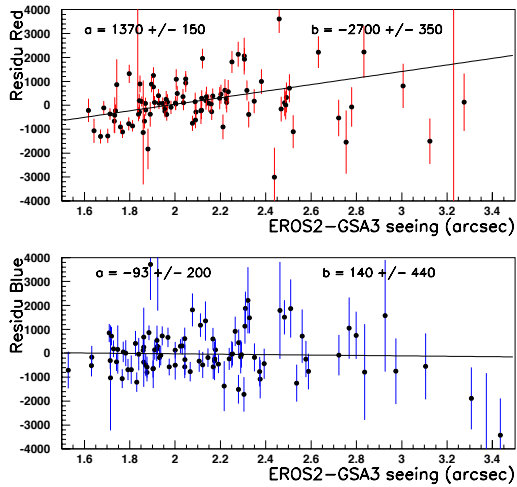


FIG. 6.14 – Candidat EROS2-GSA3. Résidus de l'ajustement d'un effet standard en fonction du seeing. Un ajustement linéaire est effectué sur ces points.

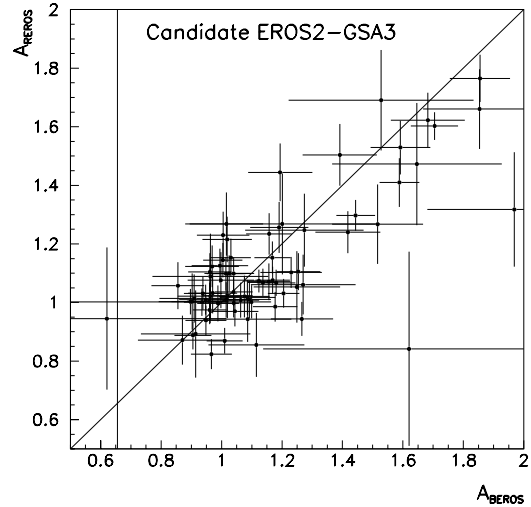


FIG. 6.15 – Candidat EROS2-GSA3. Amplification en rouge en fonction de l'amplification en bleu. Le trait représente la droite de pente 1.

6.3.4 Le candidat EROS2-GSA4

Le quatrième candidat est situé dans la direction de γ Sct. Il appartient au champ Gs202 et a été observé sur le quart k du CCD 5 (cf. figure 6.16). De même que pour

paramètres	avant correction de seeing		après correction de seeing	
	<i>GSA3</i>	<i>GSA4</i>	<i>GSA3</i>	<i>GSA4</i>
Δt [jours]	23.1 ± 0.9	60.2 ± 4.6	23.9 ± 1.1	59.0 ± 5.5
t_0 [jours]	2406.4 ± 0.5	2408.0 ± 2.6	2406.8 ± 0.7	2409.1 ± 3.1
u_0	0.674 ± 0.01	0.666 ± 0.014	0.679 ± 0.01	0.657 ± 0.01
A_{max}	1.72 ± 0.02	1.74 ± 0.03	1.716 ± 0.02	1.71 ± 0.03
$F_{base}(R)$ [ADU]	7770 ± 42	3932 ± 38	7775 ± 38	3911 ± 38
$F_{base}(B)$ [ADU]	9113 ± 57	3404 ± 44	9085 ± 52	3418 ± 44
N_{points}	190	191	190	191
N_{param}	5	5	5	5
χ^2	382.3	168.4	336.6	121.7

TAB. 6.5 – Paramètres de l’ajustement d’un effet de lentille standard pour les candidats EROS2-GSA3 et EROS2-GSA4.

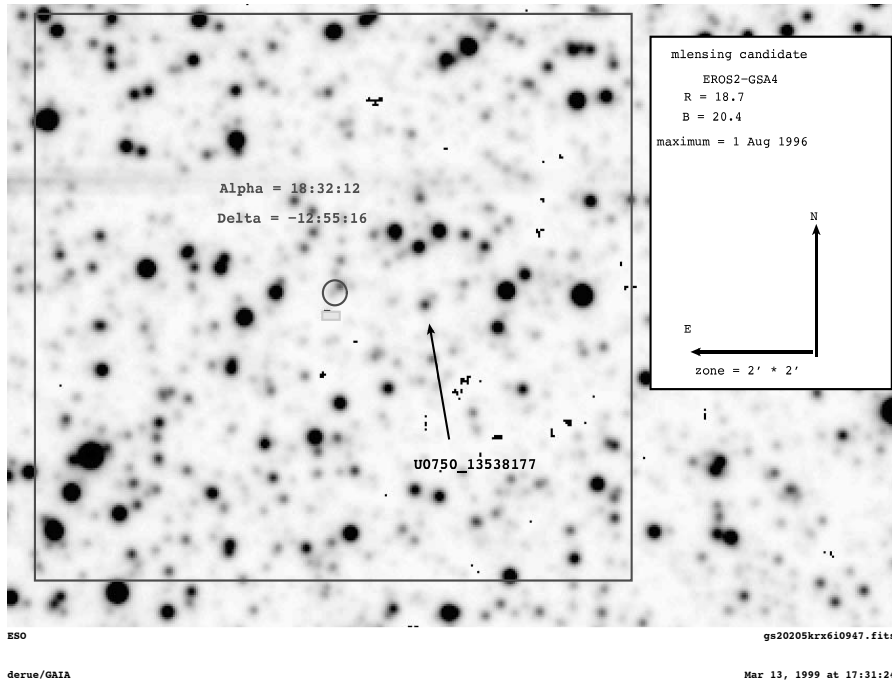


FIG. 6.16 – Candidat EROS2-GSA4. Carte de champ issue de l’image de référence. La taille du pavé est de $2' \times 2'$. La flèche désigne une étoile du catalogue USNO.

les candidats GSA2 et GSA3 on peut mettre en évidence une corrélation entre les résidus de l’ajustement de microlentille standard et le seeing (cf. figure 6.18). Les paramètres ajustés de la droite de corrélation sont : ($a = -207 \pm 150, b = 420 \pm 300$) en rouge et ($a = 1630 \pm 190, b = -3250 \pm 370$) en bleu. La correction de corrélation n’est donc

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

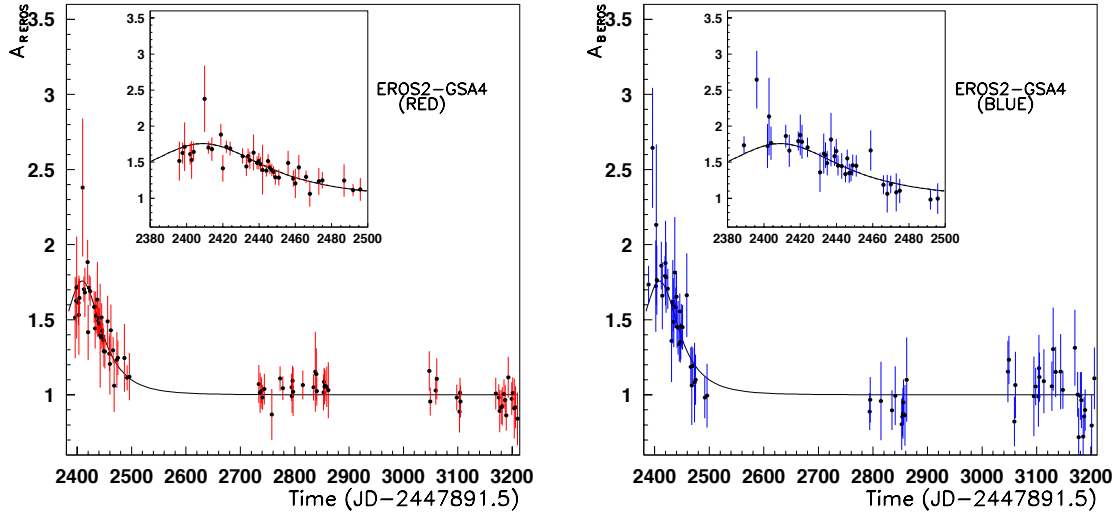


FIG. 6.17 – *Candidat EROS2-GSA4. Courbe d'amplification en rouge (à gauche) et en bleu (à droite). Le meilleur ajustement obtenu d'effet de lentille standard est superposé.*

effectuée qu'en bleu. La courbe d'amplification de ce candidat est présentée sur la figure

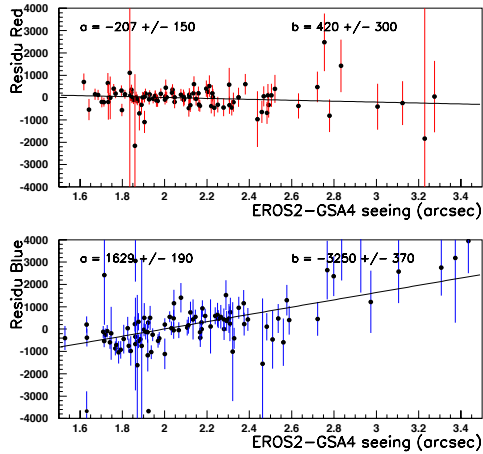


FIG. 6.18 – *Candidat EROS2-GSA4. Résidus de l'ajustement de l'effet de lentille standard en fonction du seeing. Un ajustement linéaire est effectué sur ces points.*

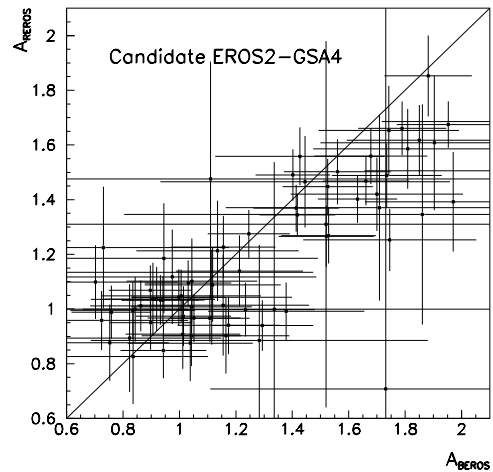


FIG. 6.19 – *Candidat EROS2-GSA4. Amplification en rouge en fonction de l'amplification en bleu. La diagonale représente la droite de pente 1.*

6.17. Les paramètres de l'ajustement d'un effet de microlentille standard sont donnés dans le tableau 6.5. La courbe de lumière ne montre pas de signe de chromaticité (cf. figure

6.19).

6.3.5 Le candidat EROS2-GSA5

Le cinquième candidat est situé dans la direction de γ Sct. Il appartient au champ Gs200 et a été observé sur le quart m du CCD 1.

La courbe de lumière est présentée sur la figure 6.20. On présente dans le tableau 6.6

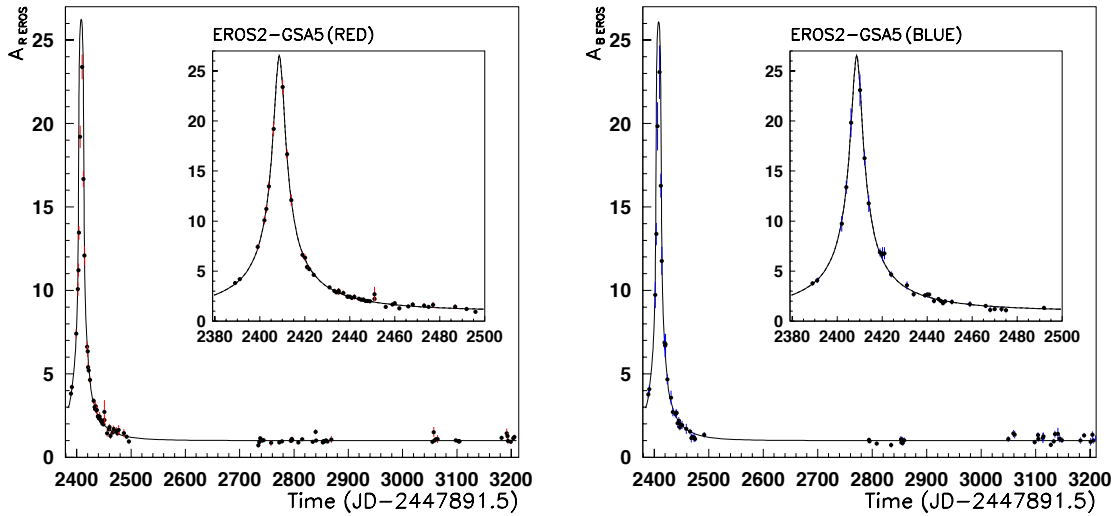


FIG. 6.20 – Candidat EROS2-GSA5. Courbe d’amplification au cours du temps, en rouge à gauche, en bleu à droite; les encarts montrent un zoom sur la période d’amplification maximale.

les paramètres de l’ajustement d’un effet standard. Il s’agit d’un événement long, de durée $\Delta t = 72$ jours et de grande amplification $A_{pic} \sim 27$.

Recherche d’un effet de confusion

La figure 6.21 montre le champ entourant l’étoile; on peut noter son fort encombrement. L’effet de confusion, décrit au chapitre 2, peut apparaître dans une telle configuration. L’amplification ne présente cependant aucun caractère chromatique, comme on peut le voir sur la figure 6.22 donnant l’amplification en rouge en fonction de l’amplification en bleu. Ainsi un éventuel effet de confusion ne pourrait être dû qu’à une étoile ayant, par hasard, la même couleur que l’étoile source. Pour tester l’éventualité d’un effet de confusion nous effectuons une série d’ajustements avec effet de confusion en faisant varier les valeurs des coefficients f_R et f_B dans chaque couleur. On rappelle que le paramètre f donne la fraction du flux de base observé provenant de l’étoile qui subit l’effet de lentille.

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

<i>paramètres</i>	<i>Valeur</i>
Δt [jours]	71.9 ± 1.1
t_0 [jours]	2408.6 ± 0.1
u_0	0.0378 ± 0.001
A_{pic}	26.5 ± 0.6
$F_{base}(R)$ [ADU]	4618 ± 95
$F_{base}(B)$ [ADU]	1495 ± 35
N	168
N_{param}	5
χ^2_{min}	185.7

TAB. 6.6 – Candidat EROS2-GSA5. Paramètres de l'ajustement d'un effet standard.

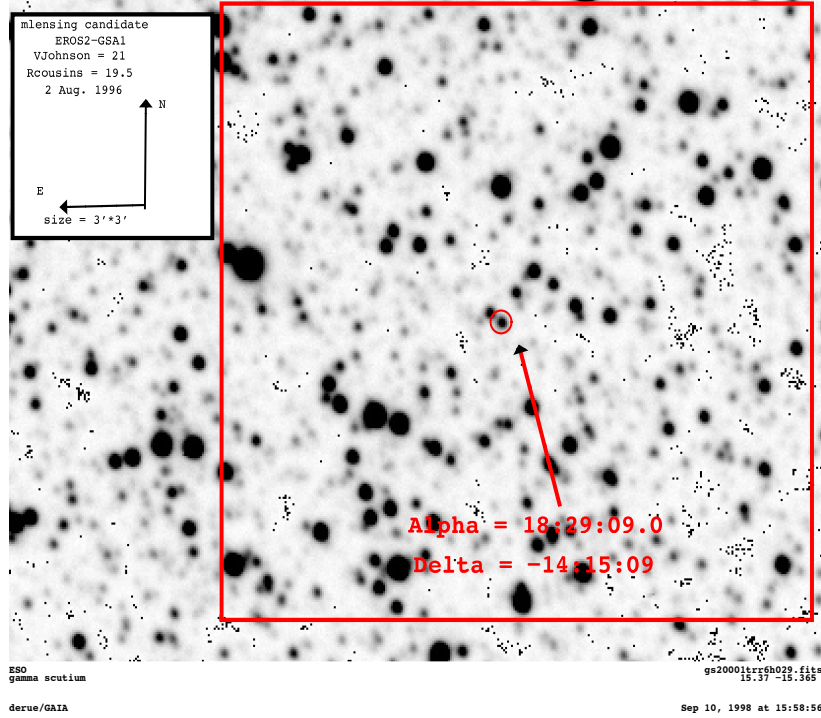


FIG. 6.21 – Candidat EROS2-GSA5. Carte de champ faite à partir d'une image MARLY prise le 2 août 1996 (date=2407 unités EROS) lorsque le candidat était à son maximum d'amplification. La taille du pavé est de $3' \times 3'$

La valeur la plus probable pour f_R et f_B est de 1, et les limites sont :

$$f_{R,B} \geq 0.9 \text{ à } 95\% \text{ CL} , \quad (6.13)$$

indiquant une absence d'effet de confusion.

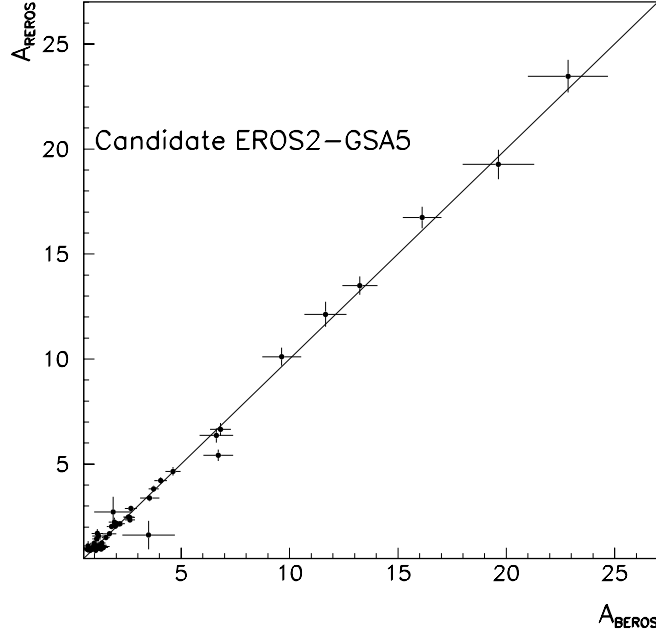


FIG. 6.22 – *Candidat EROS2-GSA5. Amplification en bleu en fonction de l'amplification en rouge. La diagonale représente la droite de pente 1.*

Contrainte provenant de l'absence d'effet de parallaxe

La durée caractéristique de l'événement est grande, $\Delta t = 72$ jours. Nous avons vu au chapitre 2 que l'effet de parallaxe peut alors être attendu. Pour tester cette éventualité, nous avons étudié la variation du χ^2 du meilleur ajustement tenant compte de l'effet de parallaxe en fonction des paramètres imposés δu et θ (cf. §6.1.2). On peut relier ces paramètres ajustés au vecteur \vec{v} qui représente le vecteur de la vitesse de la lentille projetée depuis la source dans le plan transverse de l'observateur :

$$\vec{v} = \left(\frac{a_{\oplus} \sin \theta}{\Delta t \delta u}, \frac{a_{\oplus} \cos \theta}{\Delta t \delta u} \right). \quad (6.14)$$

Son module est $\tilde{v} = \tilde{R}_E / \Delta t$, où \tilde{R}_E est le rayon d'Einstein projeté dans le plan local (cf. équation 6.8). La figure 6.23 donne le lieu des extrémités du vecteur \vec{v} qui sont exclues à plus de 95% CL par l'analyse de parallaxe. Le plus petit module de vitesse permis correspond à un déflecteur dont la vitesse serait orientée de l'origine (gros point noir) vers la pointe montante de la courbe. La projection du vecteur vitesse de la Terre à l'instant du maximum d'amplification est matérialisée par une flèche.

Deux constatations peuvent être faites :

- le meilleur ajustement obtenu avec effet de parallaxe a un $\chi^2 = 183.7$ correspondant

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

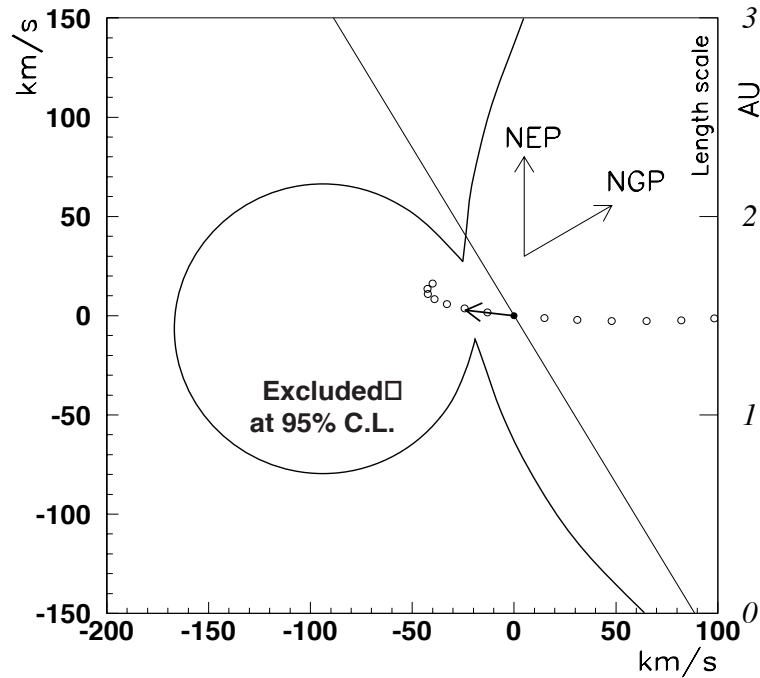


FIG. 6.23 – Candidat EROS2-GSA5. Région exclue de l'extrémité du vecteur \vec{v} dans le plan transverse local. La plus petite vitesse compatible avec les observations correspond à un déflecteur avec une vitesse orientée vers le pic du bas de la courbe. La flèche représente le vecteur vitesse projeté de la Terre au maximum d'amplification. La ligne droite correspond à l'intersection du plan galactique. La projection de la trajectoire de la Terre est indiquée par les cercles ouverts, en commençant 60 jours avant le t_0 et finissant 70 jours après (avec des intervalles de 10 jours). NEP = direction du pôle nord écliptique. NGP = direction du pôle nord galactique.

à $\delta u = 0.67$ et $\theta = -2.0741$ radians. Toutefois l'amélioration du χ^2 par rapport à la non-prise en compte de la parallaxe est marginale (environ 2 unités).

- on ne peut pas exclure de petites valeurs de \tilde{v} car certaines configurations géométriques sont autorisées à cause du manque de contraintes sur les ailes de la partie amplifiée de la courbe (en particulier il y a peu de points sur l'aile gauche).

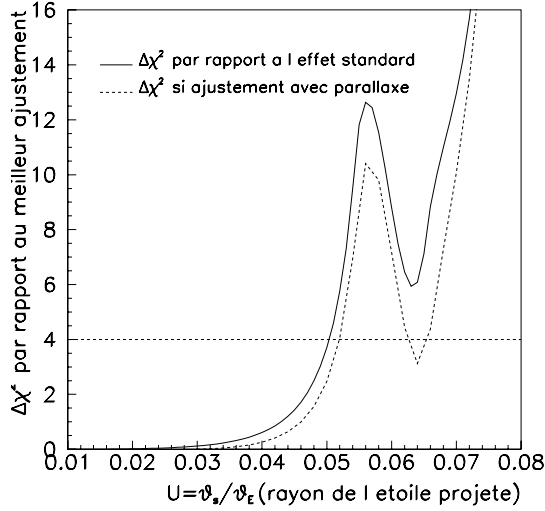


FIG. 6.24 – Candidat EROS2-GSA5. Variation du χ^2 de l’ajustement avec U . La courbe pleine donne la variation du χ^2 avec U pour un ajustement de taille finie (ne tenant pas compte de la parallaxe). La courbe tiretée montre la variation du χ^2 avec U en tenant compte de l’effet de parallaxe qui permet d’obtenir le meilleur ajustement. La ligne horizontale en pointillé correspond à un accroissement du χ^2 de 4 unités.

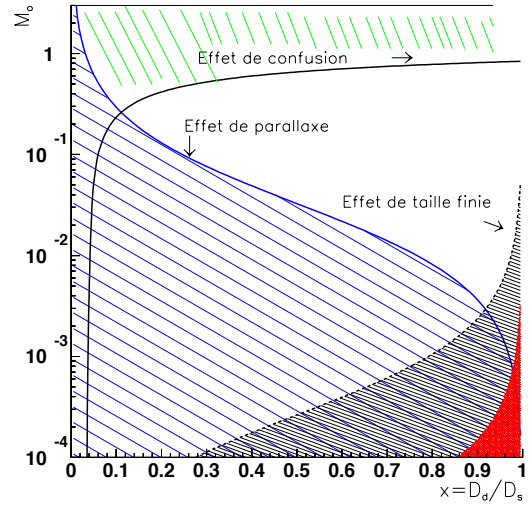


FIG. 6.25 – Candidat EROS2-GSA5. Diagramme d’exclusion, à 95% CL provenant de l’analyse de parallaxe, de l’étude de la taille finie de l’étoile source et de la recherche de l’effet de confusion (limite supérieure). La courbe inférieure à droite correspond à la limite la plus conservatrice, en ignorant l’extinction interstellaire; la courbe supérieure correspond à 3 magnitudes d’absorption. La distance de la source est supposée $D_s = 7$ kpc.

La plus grande valeur de δu permise est :

$$\delta u = \frac{a_{\oplus}(1-x)}{R_E} < 0.75 \text{ à } 95\% \text{ CL} , \quad (6.15)$$

à laquelle correspond une limite sur \tilde{R}_E :

$$\tilde{R}_E \equiv \frac{R_E}{(1-x)} > 1.33 \text{ U.A à } 95\% \text{ CL}. \quad (6.16)$$

Ceci implique une limite minimale pour la vitesse transverse projetée de la lentille dans le plan transverse de l’observateur :

$$\tilde{v} \equiv \frac{\tilde{R}_E}{\Delta t} > 31.6 \text{ km/s à } 95\% \text{ CL} . \quad (6.17)$$

Comme les valeurs typiques de cette quantité sont de l’ordre de 100 km/s, il est clair que cette limite n’est pas très contraignante.

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

Contrainte provenant de l'absence d'effet de taille finie de la source

Le candidat présente une forte amplification au maximum A_{pic} :

$$A_{pic} > 25 \text{ à } 95\% \text{ CL} \quad (6.18)$$

Nous avons vu au §6.1 que l'effet de taille finie de l'étoile limite la valeur maximale que peut atteindre l'amplification. En combinant les expressions 6.18 et 6.5, on obtient ainsi très simplement une contrainte sur U :

$$U = \frac{\theta_s}{\theta_E} \leq 0.08 \text{ à } 95\% \text{ CL} . \quad (6.19)$$

Dans le cas de la prise en compte de la taille finie de l'étoile source, non seulement la valeur de l'amplification au maximum est changée, mais aussi la forme de la courbe de lumière. Nous avons effectué une série d'ajustements sur la courbe de lumière en tenant compte de la taille finie de l'étoile, et étudié l'évolution du χ^2 du meilleur ajustement avec U , paramètre imposé (cf. figure 6.24). On parvient alors à contraindre plus fortement U :

$$U < 0.052 \text{ à } 95\% \text{ CL}. \quad (6.20)$$

On note sur la figure 6.24 l'existence d'un minimum secondaire aux alentours de $U \sim 0.062$. Comme la prise en compte d'un effet de parallaxe améliore un peu (mais de manière non significative) l'ajustement, nous avons recherché un ajustement tenant compte à la fois d'une taille finie de l'étoile source et d'un effet de parallaxe. Dans cette optique on trouve que pour $\delta u = 0.64$ et $\theta = -2.067$ radians, le minimum de χ^2 obtenu en fonction de U est plus marqué et que le meilleur ajustement avec parallaxe et effet de taille finie non négligés n'est correspondant n'est pas exclu à 95%.

L'existence de cet ajustement rend donc la limite sur U un peu moins contraignante :

$$U < 0.066 \text{ à } 95\% \text{ CL}. \quad (6.21)$$

D'après la position du candidat dans le diagramme couleur-magnitude (cf. figure 5.35 du chapitre 5) on peut supposer que sa température est comparable ou inférieure à celle du Soleil. On obtient alors :

$$\frac{\theta_s}{\theta_{\odot} \text{ à } 10 \text{ pc}} > 10^{(Mag_{\odot}^{abs} - Mag_{\star}^{app})/5} , \quad (6.22)$$

où θ_{\odot} est le rayon angulaire du Soleil à 10 pc, Mag_{\odot}^{abs} est la magnitude absolue du Soleil (définie comme la magnitude qu'aurait le Soleil en le situant à 10 pc de l'observateur), et où la magnitude apparente Mag_{\star}^{app} devrait être corrigée de l'extinction interstellaire. En ignorant cette correction on obtient une limite conservative $\theta_s > 1.38 \times 10^{-12}$ rad,

impliquant un rayon angulaire d'Einstein $\theta_E > 2.10 \times 10^{-11}$ rad, et un mouvement angulaire propre du défecteur (cf. équation 6.7) :

$$\mu > 0.10 \text{ km/s/kpc à } 95\% \text{ CL.} \quad (6.23)$$

En supposant une extinction interstellaire raisonnable de 3 magnitudes (cf. [Man97] et chapitre 7), on obtient $\theta_s > 5.48 \times 10^{-12}$ rad, impliquant $\theta_E > 8.30 \times 10^{-11}$ rad, et

$$\mu > 0.40 \text{ km/s/kpc à } 95\% \text{ CL.} \quad (6.24)$$

La valeur typique de μ pour un défecteur appartenant au disque galactique (cf. table 6.1.1), basée sur la cinématique galactique, étant $\mu \sim 4$ km/s/kpc, la limite ainsi obtenue ne nous permet pas de restreindre significativement l'espace des paramètres.

Contrainte sur la masse de la lentille : combinaison de trois contraintes

En exprimant le rayon d'Einstein projeté \tilde{R}_E et le rayon angulaire d'Einstein θ_E on obtient :

$$M = \frac{c^2}{4G} \tilde{R}_E \theta_E . \quad (6.25)$$

La figure 6.25 montre les zones exclues dans le plan M en fonction de x , par l'analyse de parallaxe et par l'étude de taille finie en supposant que la source est située à 7 kpc (cf. chapitre 7 et [Man97]). Les courbes d'exclusion provenant des deux hypothèses d'extinction interstellaire sont montrées. On peut donc obtenir une contrainte sur la masse de la lentille, à 95% de niveau de confiance :

$$\frac{M}{M_\odot} > \begin{cases} 6.8 \times 10^{-4} & \text{en ne supposant pas d'extinction} \\ 2.7 \times 10^{-3} & \text{en supposant 3 magnitudes d'extinction} \end{cases} \quad (6.26)$$

Enfin une limite sur la luminosité de la lentille peut être obtenue à partir de la limite sur les coefficients de mélange f_R et f_B impliquant que la lentille ne peut contribuer à plus de 10% du flux total observé. A 95% CL la magnitude apparente de la lentille est $R_{EROS} > 21.0$ et $B_{EROS} > 22.8$. Utilisons la relation entre la luminosité L_\star d'une étoile (en supposant que la lentille appartient à la séquence principale) et sa masse [Ros98] :

$$\log \frac{L_\star}{L_\odot} \simeq 3.3 \log \frac{M_\star}{M_\odot} , \quad (6.27)$$

où L_\odot et M_\odot sont la luminosité et la masse du Soleil. L_\star et L_\odot sont reliées aux magnitudes absolues Mag_\star^{abs} et Mag_\odot^{abs} de l'étoile et du Soleil par

$$Mag_\star^{abs} - Mag_\odot^{abs} = -2.5 \log \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right) . \quad (6.28)$$

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

En l'absence de toute information sur la distance, donc sur l'absorption interstellaire de la lumière de la lentille, la magnitude apparente R_{EROS} est reliée à la magnitude absolue par :

$$R_{EROS} - Mag_{\star}^{abs} = 5 (\log(xD_s) - 1) . \quad (6.29)$$

On obtient ainsi une limite supérieure sur la masse de la lentille en fonction de x :

$$\log \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \simeq 0.606 \log(x) - 0.84 . \quad (6.30)$$

L'effet de cette limite dans le plan (M,x) peut être visualisé figure 6.25. Il semble qu'on puisse ainsi exclure que la lentille soit à une distance inférieure à 10% de la distance observateur-source.

6.3.6 Le candidat EROS2-GSA6

Le sixième candidat est situé dans la direction de γ Sct et a été observé dans le champ Gs203 sur le quart k du CCD 4 (cf. figure 6.26). La courbe d'amplification

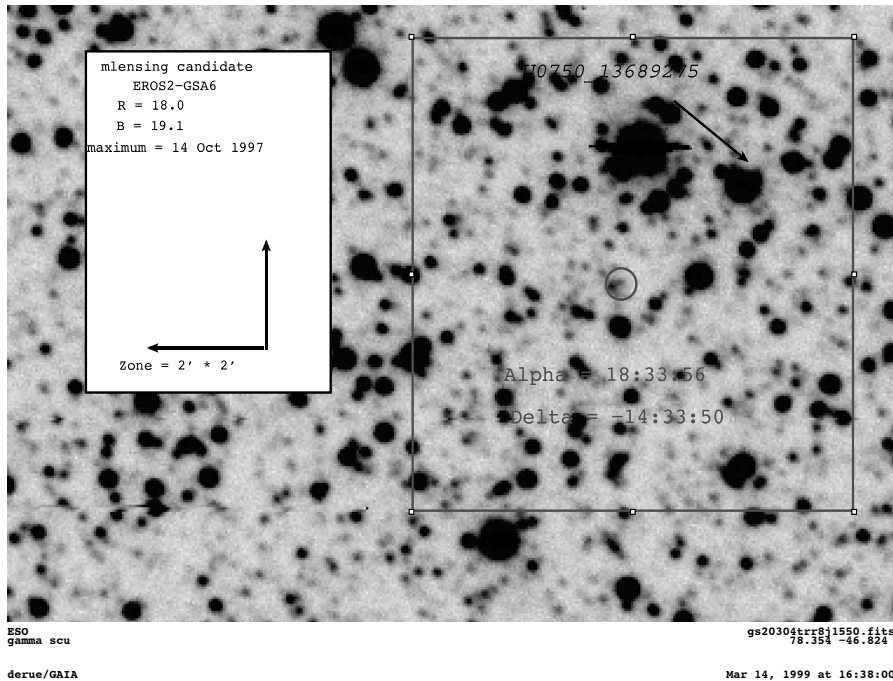


FIG. 6.26 – Candidat EROS2-GSA6. Carte de champ issue de l'image de référence. La taille du pavé est de $2' \times 2'$. La flèche désigne une étoile du catalogue USNO.

de ce candidat est présentée sur la figure 6.27. Le tableau 6.7 rapporte les valeurs des paramètres de la courbe de Paczyński pour le meilleur ajustement standard. Aucune

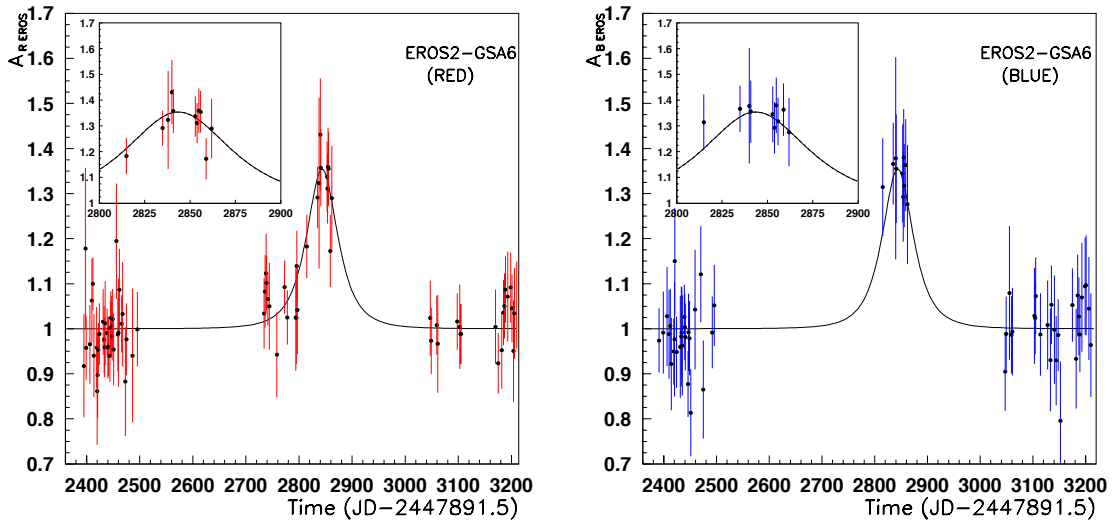


FIG. 6.27 – Candidat EROS2-GSA6. Courbe d'amplification en rouge (à gauche) et en bleu (à droite). Le meilleur ajustement obtenu d'effet de lentille standard est superposé.

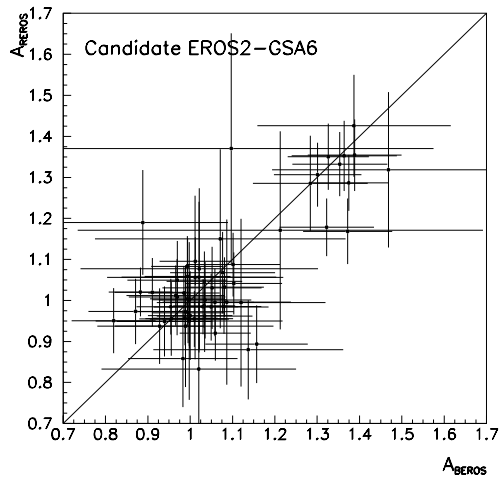


FIG. 6.28 – Candidat EROS2-GSA6. Amplification en rouge en fonction de l'amplification en bleu. La diagonale représente la droite de pente 1.

corrélation significative du flux avec le seeing n'a été mise en évidence. De par son faible rapport signal sur bruit aucune contrainte supplémentaire ne peut être espérée sur ce candidat.

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

Paramètres	Valeurs
Δt [jours]	37.9 ± 5.0
t_0 [jours]	2843.6 ± 2.9
u_0	0.983 ± 0.03
A_{max}	1.35 ± 0.02
$F_{base}(R)$ [ADU]	7540 ± 50
$F_{base}(B)$ [ADU]	12133 ± 100
N_{points}	175
N_{param}	5
χ^2	104.45

TAB. 6.7 – Candidat EROS2-GSA6. Paramètres de l'ajustement d'un effet standard.

6.3.7 Le candidat EROS2-GSA7

Le septième et dernier candidat est situé dans la direction de γ Sct. Il a été observé dans le champ GS203, sur le quart k du CCD 7 (cf. figure 6.29). C'est un candidat de

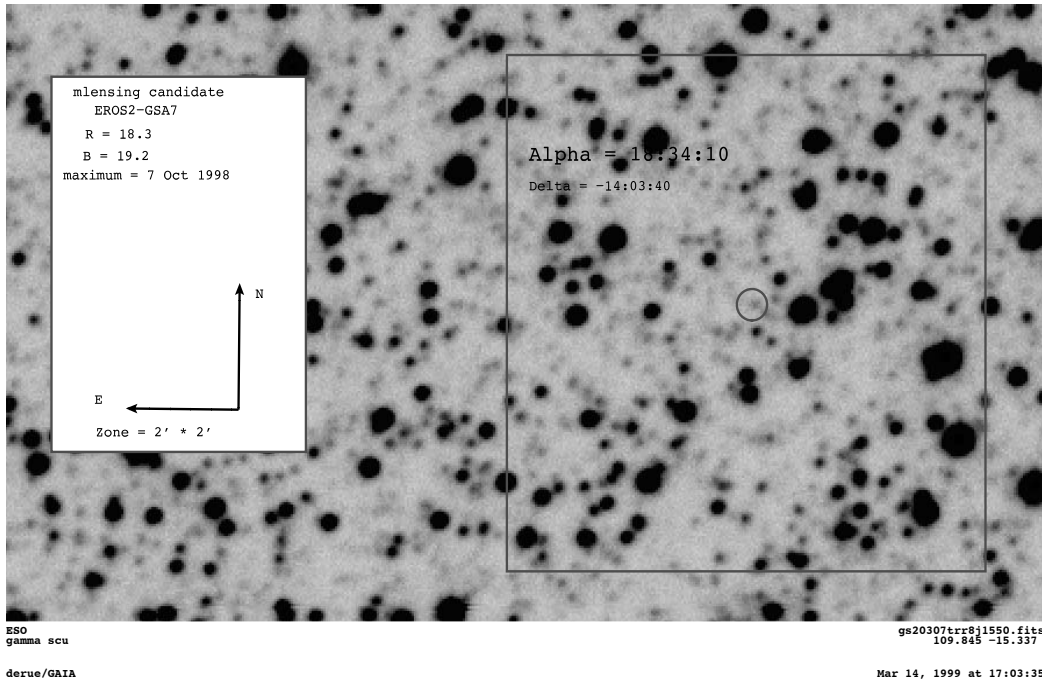


FIG. 6.29 – Candidat EROS2-GSA7. Carte de champ issue de l'image de référence. La taille du pavé est de $2' \times 2'$.

durée très courte $\Delta t = 5$ jours. De même que pour les candidats GSA2, GSA3 et GSA4, il apparaît une corrélation entre les résidus de l'ajustement de microlentille standard

6.3. Présentation des candidats

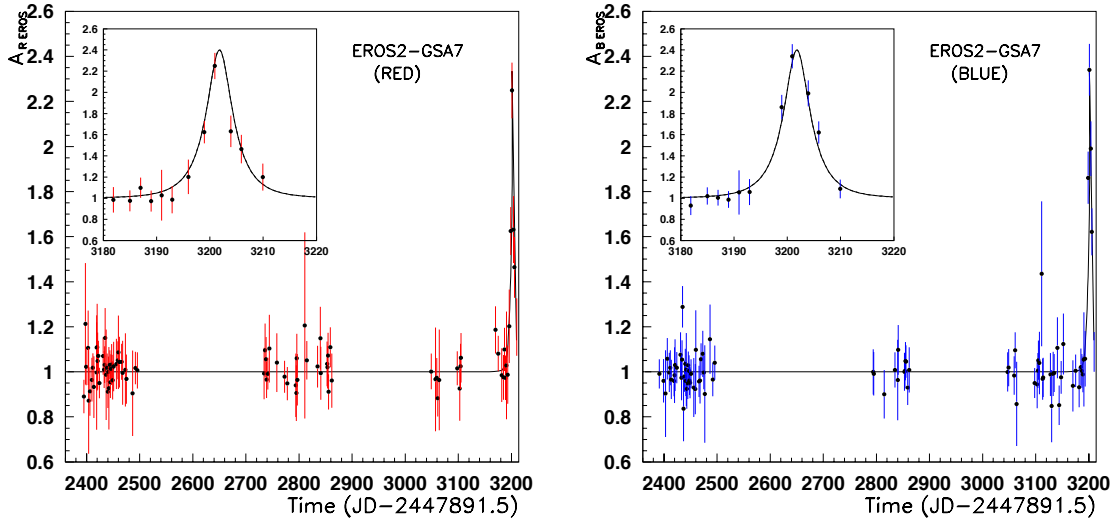


FIG. 6.30 – Candidat EROS2-GSA7. Courbe d'amplification en rouge à gauche, en bleu à droite. Le meilleur ajustement d'un effet de lentille standard est superposé.

et le seeing (cf. figure 6.31). Les paramètres ajustés de la droite de corrélation sont : ($a = -650 \pm 150, b = 1515 \pm 450$) en rouge et ($a = -1250 \pm 340, b = 2800 \pm 780$) en bleu.

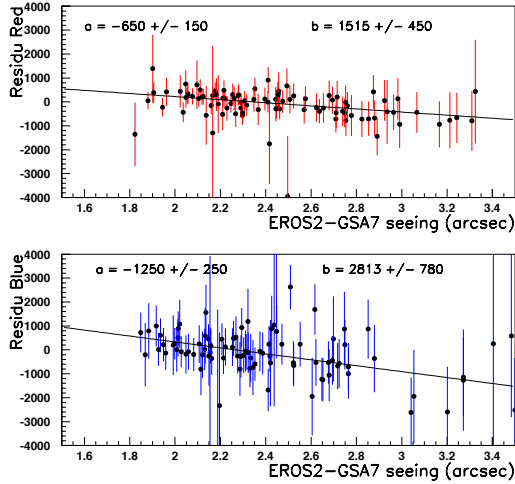


FIG. 6.31 – Candidat EROS2-GSA7. Résidus de l'ajustement de l'effet de lentille standard en fonction du seeing. Un ajustement linéaire est effectué sur ces points.

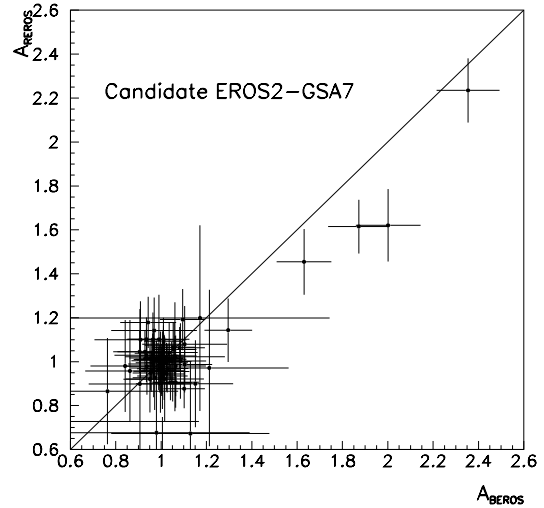


FIG. 6.32 – Candidat EROS2-GSA7. Amplification en rouge en fonction de l'amplification en bleu. La diagonale représente la droite de pente 1.

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

paramètres	avant correction de seeing	après correction de seeing	avec mélange
Δt [jours]	5.38 ± 0.33	5.63 ± 0.33	6.20 ± 0.50
t_0 [jours]	3201.6 ± 0.2	3201.8 ± 0.2	3201.8 ± 0.2
u_0	0.450 ± 0.018	0.447 ± 0.024	0.383 ± 0.002
A_{max}	2.38 ± 0.30	2.40 ± 0.34	2.70
f_r	—	—	0.79
f_b	—	—	0.82
$F_{base}(R)$ [ADU]	5243 ± 41	5249 ± 53	5250 ± 50
$F_{base}(B)$ [ADU]	10087 ± 74	10125 ± 100	10114 ± 100
N_{points}	188	188	188
N_{param}	5	5	7
χ^2	113.7	87.9	86.63

TAB. 6.8 – Candidat EROS2-GSA7. Paramètres de l'ajustement d'un effet standard et d'une effet de lentille avec mélange.

Les courbes d'amplification après correction de la corrélation sont présentées sur la figure 6.30. De par sa très courte durée, $\Delta t \sim 5$ jours aucune contrainte ne peut être espérée sur la parallaxe.

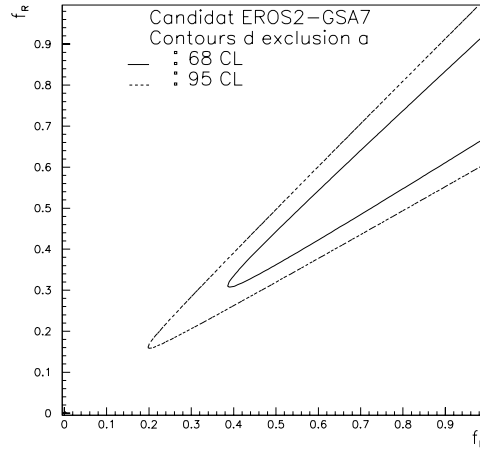


FIG. 6.33 – Candidat EROS2-GSA7. Contours d'exclusion à 68% CL et 95% CL sur les coefficients f_R et f_B de l'effet de confusion.

Recherche de l'effet de confusion

On peut remarquer sur la figure 6.32 que l'amplification de la lumière du candidat semble être chromatique. Nous avons donc effectué un ajustement tenant compte d'un effet de confusion sur les courbes de lumière et étudié l'évolution du χ^2 avec les coefficients de mélange f_R et f_B . La figure 6.33 montre les contours d'exclusion obtenus dans le plan (f_R, f_B) . Les valeurs les plus probables sont :

$$f_R = 0.79 \pm 0.15 \text{ à } 95\%CL, \quad (6.31)$$

$$f_B > 0.82 \text{ à } 95\%CL. \quad (6.32)$$

On ne peut pas exclure un effet de confusion important. Les paramètres du meilleur ajustement avec effet de mélange sont donnés dans le tableau 6.8. Comme nous avons vu au chapitre 2, si on ignorait l'effet de mélange on sous-estimerait la durée caractéristique de l'événement.

6.4 Conclusion de l'analyse

Les événements de microlentille découverts à ce jour par les différentes expériences (près de 300) montrent que les écarts à la forme canonique (effet d'une lentille ponctuelle sur une étoile source, elle aussi ponctuelle) de la courbe d'amplification sont relativement fréquents ($\sim 10\%$) et parfois riches en informations supplémentaires sur les caractéristiques physiques des lentilles. Ainsi, dans ce chapitre, nous avons présenté une analyse détaillée des courbes de lumière des sept candidats à l'effet de microlentille trouvés par EROS II dans le programme BRAS SPIRAUX.

Deux événements sont particulièrement intéressants. La courbe de lumière d'un des candidats présente des épaulements autour du maximum d'amplification. Ces épaulements peuvent s'expliquer naturellement par un effet de lentille sur une source binaire en rotation. L'autre est un candidat de grande amplification ($A_{max} \sim 27$) et de longue durée. Une recherche d'effet de taille finie de l'étoile source et d'effet de parallaxe a été entreprise sur ce candidat. Nous n'avons pu mettre en évidence de déviation notable par rapport au cas standard. Toutefois, cette absence de déviations nous a permis de donner une contrainte sur la masse de la lentille : $M > 2.7 \times 10^{-3} M_{\odot}$.

La richesse des interprétations que l'on peut tirer de telles analyses incite à :

- raffiner les mesures photométriques pour pouvoir mieux contraindre les paramètres déduits des courbes d'amplification;
- mettre en place des systèmes d'alerte permettant un meilleur échantillonnage des courbes de lumière;

6. Analyse des courbes de lumière des candidats

On peut prévoir que l'avenir de l'étude des effets de lentille gravitationnelles se trouve dans la mesure de plus en plus précise et l'analyse de plus en plus fine des courbes de lumière.

7. ESTIMATION DE LA DISTANCE DES POPULATIONS D'ÉTOILES SUIVIES

Contrairement aux autres cibles étudiées par EROS dans le programme de recherche d'effets de microlentille, la distance des populations stellaires observées dans le programme BRAS SPIRAUX n'est pas connue *a priori*. Or la distance des étoiles sources est un des paramètres cruciaux lors du calcul de la profondeur optique (cf. chapitre 8). Une méthode d'estimation des distances basée sur l'étude des diagrammes couleur-magnitude est décrite dans [Man97]. La figure 7.1 montre les diagrammes couleur-magnitude observé et simulé dans la direction de γ Nor. La distance des populations observées ainsi été estimée à 8 kpc vers un champ de γ Nor et à 6.5 kpc vers un champ de β Sct, dans les deux cas avec une dispersion de 0.8 kpc. Comme nous le verrons au chapitre 8, le disque de la Voie Lactée

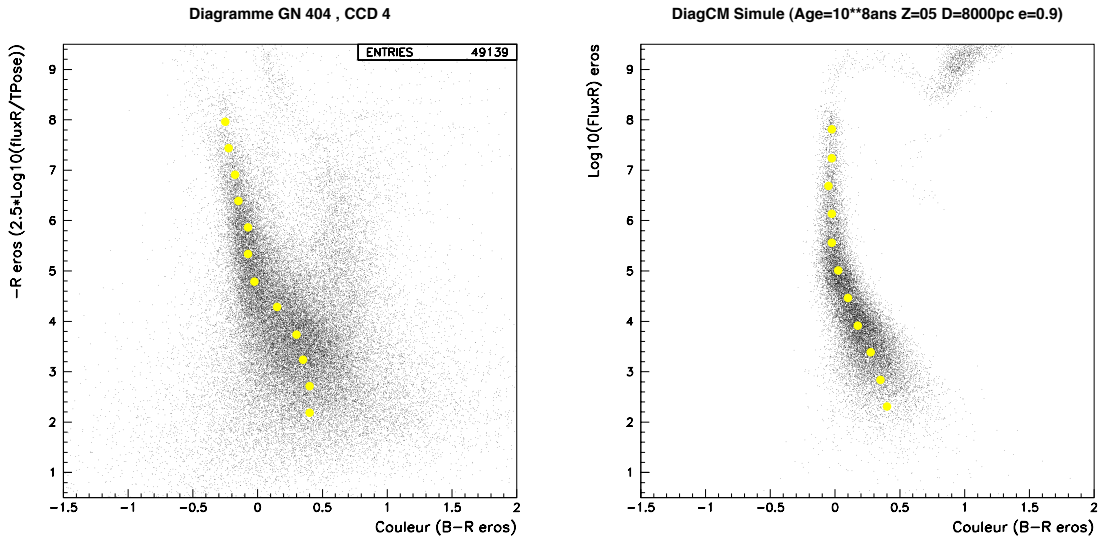


FIG. 7.1 – Diagrammes couleur-magnitude mesuré (à gauche) et simulé (à droite) dans la direction de γ Nor. Le squelette du diagramme est représenté par les gros points. On se reportera à [Man97] pour la description de la méthode d'estimation des distances (figures tirées de [Man97]).

est une structure peu épaisse (quelques centaines de parsecs) et axisymétrique. Les étoiles jeunes, lumineuses, se localisent plutôt dans les bras spiraux, et constituent la *population des bras* par opposition à la *population du disque* constituée d'étoiles peu lumineuses, avec

7. Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies

un taux de formation plus ou moins constant dans le temps et de répartition uniforme. Une interprétation possible de nos diagrammes couleur-luminosité est que les étoiles suivies dans le programme BRAS SPIRAUX ne sont pas uniformément réparties sur la ligne de visée mais sont réparties essentiellement dans un bras. Ainsi il apparaît une distance typique des étoiles observées.

Nous avons cherché à affiner cette estimation par des méthodes indépendantes. Tout d'abord le modèle de densité du disque et sa fonction de luminosité permettent d'estimer grossièrement la distribution de distance des étoiles détectables en fonction de la magnitude limite (§7.1). Le §7.2 propose une revue des différents travaux effectués pour utiliser les associations d'étoiles jeunes de type O-B comme traceurs des bras spiraux. Enfin dans le §7.3 nous décrivons le programme de recherche d'étoiles variables de type céphéide, qui sont des indicateurs de distance très robustes.

7.1 Distribution de distance des étoiles : utilisation de la densité et de la fonction de luminosité apparente du disque

La première méthode que nous utilisons consiste simplement à établir la distribution de distance des étoiles attendues sur les images EROS en fonction de la ligne de visée. Pour ce faire nous avons besoin de deux ingrédients : le profil de densité et la fonction de

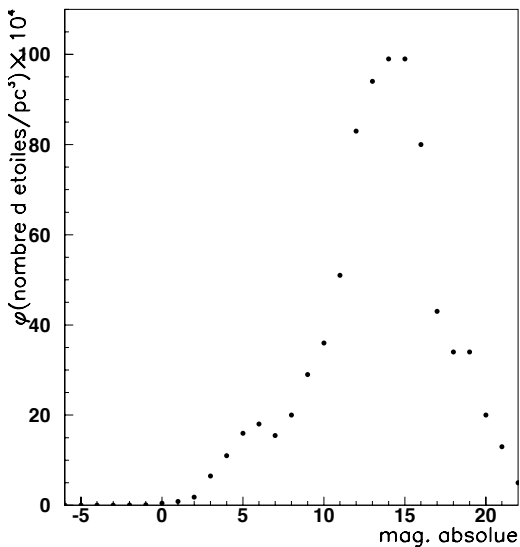


FIG. 7.2 – *Fonction de luminosité des étoiles du voisinage solaire. (tirée de [Rob86])*

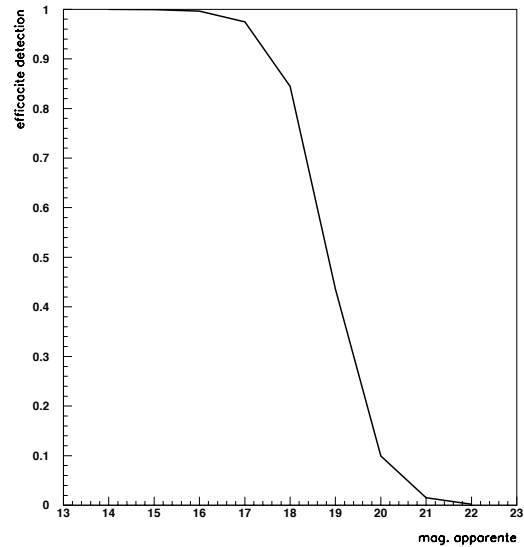


FIG. 7.3 – *Efficacité de détection de EROS II en fonction de la magnitude apparente (d'après [Man97]).*

luminosité apparente des étoiles du disque. Cette approche minimaliste a l'avantage de ne pas faire intervenir de structure particulière comme les bras spiraux dans le disque.

7.1. Distribution de distance des étoiles : utilisation de la densité et de la fonction de luminosité apparente du disque

La magnitude absolue M d'une étoile, sa distance D_s , l'extinction stellaire $A(D_s)$ entre l'étoile et nous sont liées à la magnitude apparente m par la relation :

$$m = M + 5(\log D_s - 1) + A(D_s) \quad (7.1)$$

Le nombre d'étoiles de magnitude apparente comprise entre m et $m + dm$ résulte donc non seulement de la répartition des étoiles dans l'espace, mais de leur distribution de magnitude absolue et de l'extinction interstellaire. Supposons qu'à la distance D_s du

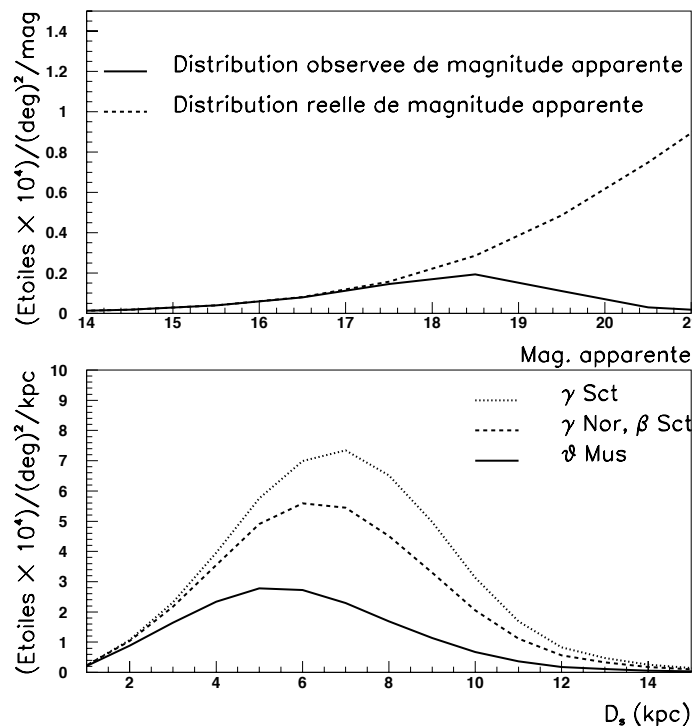


FIG. 7.4 – *Figure du haut* : Nombre d'étoiles dans un champ de un degré carré par unité de magnitude, en fonction de la magnitude des étoiles vers γ Nor. *Figure du bas* : Nombre d'étoiles détectables par EROS II par degré carré et par kpc en fonction de la distance (en kpc) pour les directions de β et γ Sct, γ Nor et θ Mus.

Soleil, dans une direction donnée (b, l) , la densité spatiale d'étoiles par unité de volume soit $\rho(D_s, b, l)$. Cette densité est celle du disque, modélisée par une double exponentielle (cf. chapitre 8 pour la modélisation de la Galaxie). Soit $\phi(M, D_s, b, l)$ la fonction de luminosité des étoiles à la distance D_s dans la direction (b, l) . Elle satisfait à la condition de normalisation :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \phi(M, D_s, b, l) dM = 1 \quad (7.2)$$

$\rho(D_s, b, l)\phi(M, D_s, b, l)dM$ représente alors le nombre d'étoiles par unité de volume à la distance D_s , dans la direction spécifiée par (b, l) , de *magnitude absolue* comprise entre M

7. Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies

et $M + dM$. Le nombre d'étoiles par degré carré $N(m)$, de *magnitude apparente* comprise entre m et $m + dm$, dans la direction spécifiée par (b, l) , est donnée par :

$$N(m)dm = \frac{4\pi}{\Omega} \int_0^\infty D_s^2 \rho(D_s) \phi((m - 5(\log D_s - 1) - A(D_s)), D_s, b, l) dD_s dm, \quad (7.3)$$

où $\Omega = 1 \text{ deg}^2$. La fonction de luminosité ϕ utilisée est celle du voisinage solaire tirée de [Rob86] (cf. figure 7.2) que nous supposons indépendante de la distance et de la direction visée : $\phi(M, D_s, b, l) \equiv \phi(M)$. Nous adoptons une extinction moyenne de 0.3 magnitude par kpc [Man97]. Enfin on estime le nombre d'étoiles détectées dans EROS en tenant compte de notre efficacité de détection en fonction de la magnitude (cf. figure 7.3).

La figure 7.4 en haut montre le nombre attendu d'étoiles dans un champ de un degré carré par unité de magnitude apparente en fonction de la magnitude apparente, dans les conditions typiques d'observation des champs BRAS SPIRAUX. Le nombre total d'étoiles alors attendu est de l'ordre de 4×10^5 par degré carré, en accord avec nos observations (cf. chapitre 3). La figure du bas donne la distribution de distance des étoiles détectées par EROS pour les directions de β et γ Sct, γ Nor et θ Mus. On peut remarquer que ces dernières distributions présentent toutes un maximum aux alentours de 6-8 kpc. Ainsi même un modèle simpliste comme celui-ci permet d'obtenir un accord qualitatif avec les résultats de [Man97]. Ce travail peut être prolongé avec l'utilisation d'une fonction de luminosité plus réaliste et avec une étude plus approfondie de l'extinction interstellaire dans nos champs.

On peut remarquer que la distance moyenne des étoiles semble plus grande vers γ Sct et plus petite vers θ Mus. Cette remarque aura son importance lors de l'interprétation des profondeurs optiques.

7.2 Les associations stellaires

Les associations stellaires sont des groupes d'étoiles étendus (30 à 100 pc de diamètre) de faible densité spatiale (≤ 1 étoile/ pc^3), que l'on peut mettre en évidence en sélectionnant les étoiles par leurs caractéristiques physiques dans une région du ciel [Pec59]. Les associations apparaissent comme des groupes d'étoiles bleues très brillantes entourant un ou plusieurs amas ouverts, qu'on appelle les noyaux de l'association. Formées d'étoiles de type O-B de grande luminosité (donc de vie courte), les associations dessinent la *population des bras*.

7.2.1 Observations vers λ Cen

Nous avons tout d'abord voulu valider la méthode d'estimation des distances développée dans [Man97] en effectuant des observations dans une direction traversant les bras spiraux, pour laquelle une estimation de distance était déjà connue. La direction de λ Cen a

été étudiée à la fin des années 70 [Ard81] par *A. Ardeberg* et *É. Maurice*, l'un des membres de la collaboration EROS. Cette zone correspond à un complexe de jeunes étoiles centré sur HD 101205 (de coordonnées galactiques $l = 294^{\circ}.8$, $b = -1^{\circ}.7$), connu sous le nom IC 2944 près de l'étoile λ Cen. Cette association est située dans le bras de la Carène. Ce bras est vu tangentiellement, donc sur une grande profondeur.

Le catalogue ARMA

Une étude spectro-photométrique a été effectuée sur un lot de 125 étoiles (ce lot est connu sous le nom de catalogue ARMA) [Ard81]. Le spectre des étoiles permet d'obte-

Groupe	Nombre d'étoiles	Distance (kpc)	Type spectral
Groupes stellaires			
Groupe proche	17	0.7	A
Groupe 7 étoiles	7	1.7	A
Nord	5	2.7	O-B
I	6	3.1	O-B
II	11	3.2	O-B
III	6	3.4	O-B
"bord brillant"	6	3.6	O-B
IV	10	4.0	O-B
étoiles de champ	21	$1.26 < d < 12.6$	-

TAB. 7.1 – *Les groupes stellaires dans la direction de l'amas IC 2944. Pour chaque groupe sont indiqués le nombre d'étoiles et la distance estimée. Les deux premiers groupes sont constitués d'étoiles de type A, les autres d'étoiles de type O-B. (d'après [Ard81])*

nir leur magnitude absolue, la photométrie en filtre standard UBV donne la magnitude apparente, le rougissement et donc l'absorption.

Les auteurs regroupent ces étoiles en plusieurs concentrations, répertoriées dans le tableau 7.1. Il apparaît ainsi 2 groupes : l'un proche, constitué d'étoiles de type A, situé sur le bord interne du bras, l'autre situé à une distance d'environ 3kpc, constituant l'amas apparent. Les auteurs ont aussi étudié des étoiles de champ situées à des distances allant de 1.26 à 12.6 kpc.

Nos observations

Dans la nuit du 18 mai 1998 nous avons effectué des clichés de cette région avec différents temps de pose : 30 s, 60 s et 120 s. Sur les 125 étoiles du catalogue, 90 ont été retrouvées sur les CCD 3 et 4. Les étoiles non retrouvées saturent sur les CCD, même avec un temps de pose de 30 secondes, et sont donc inutilisables. Certaines étoiles du catalogue n'ont pas de mesure de distance. Finalement c'est sur un lot d'environ 70 étoiles que nous allons travailler.

7. Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies

La figure 7.5 en haut à gauche montre le diagramme couleur-magnitude des étoiles observées par EROS (environ 30 000 sur les CCD 3 et 4). Les étoiles retrouvées du catalogue ARMA sont repérées sur ce diagramme par des gros points. Le diagramme couleur-magnitude en filtres standards (V, B-V) des étoiles du catalogue, est représenté en haut à droite. Pour chaque étoile du catalogue on représente sur le bas de la figure 7.5 la relation entre la distance des étoiles du catalogue et la couleur en unités EROS ou l'excès de couleur $E(B-V)$ (relié à l'absorption interstellaire par $A \sim 3E(B-V)$). On peut remarquer sur les figures du bas l'existence d'un groupe d'étoiles proches : il s'agit des étoiles de type A des deux premières lignes du tableau 7.1. Ces étoiles sont moins chaudes que les étoiles de type O et donc plus rouges (valeurs plus élevées de B-V ou $B_{EROS} - R_{EROS}$). Les étoiles de champ, quant à elles, sont réparties en distance et en rougissement.

Il s'avère donc que les étoiles étudiées par *Ardeberg et Maurice* constituent un échantillon d'étoiles non représentatif de la population suivie par EROS, et ne peuvent être utilisées pour estimer la distance moyenne des étoiles observées par EROS. Les étoiles de ce catalogue, essentiellement de type O et B, sont chaudes et très brillantes et plus bleues que les autres étoiles de même luminosité du catalogue et les étoiles étudiées par EROS. Ces étoiles semblent ainsi être bien en avant-plan. Les étoiles de ces agrégats sont en effet situées à des distances inférieures à 4 kpc alors que les auteurs indiquent des mesures effectuées sur des étoiles dont les distances s'étalent jusqu'à 12 kpc.

7.2.2 Les associations stellaires dans la littérature

Une source de références a été trouvée dans la thèse de *D. Russeil* [Rus98a] de l'observatoire de Marseille, dirigée par *Y.M Georgelin*. Cette thèse porte sur une étude multispectrale des régions d'hydrogène ionisé dans la Galaxie. Les observations dans la raie H_α du groupe de l'observatoire de Marseille, sont associées à la détermination des distances à partir de données photométriques tirées de la littérature.

Une grande part des champs répertoriés dans cette thèse provient de nombreux articles. L'amas IC 2944 décrit dans [Ard81] en fait partie. Dans cette thèse, plusieurs directions d'étude nous intéressent particulièrement.

Observations proches de θ Mus ($l \sim 305^\circ$)

La référence [Cor73] traite de l'étude de 39 étoiles du type O-B3 vers la direction ($l = 307^\circ, b = -1^\circ.3$), donc proche de nos champs θ Mus. Ces étoiles ont des magnitudes qui ne dépassent pas 14, soit pour nous des étoiles très brillantes ! La distance de ces étoiles est de 5 à 10 kpc. Le coefficient d'absorption augmente rapidement avec la distance au Soleil et atteint une valeur de 2 magnitudes à environ 2 kpc du Soleil au niveau du bras

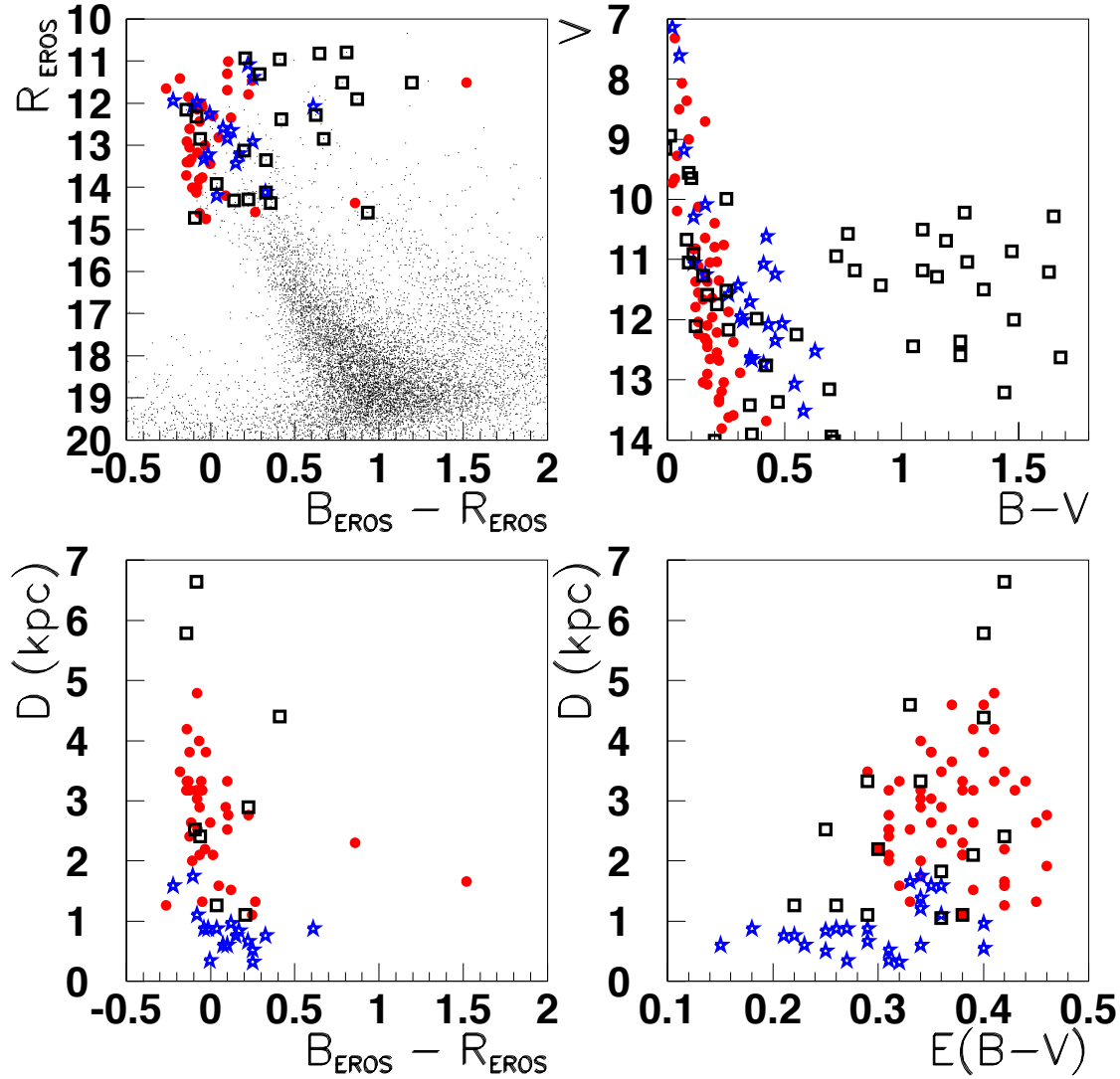


FIG. 7.5 – Étude de la direction de λ Cen. En haut à gauche, est montré le diagramme couleur-magnitude, en unités EROS pour les étoiles des CCD 3 et 4. Les gros points (\bullet) représentent les étoiles retrouvées du catalogue ARMA, les étoiles (\star) celles des deux premiers groupes du tableau 7.1 et les carrés (\square) les étoiles de champ. En haut à droite, on montre le diagramme V vs $B - V$ des étoiles du catalogue ARMA. En bas on donne la relation entre la distance des étoiles du catalogue et leur couleur en unités EROS (à gauche) ou leur excès de couleur $E(B-V)$ (à droite). NB. Certaines étoiles du catalogue ARMA n'ont pas d'estimation de distance.

du Sagittaire. Ce coefficient semble alors rester à peu près constant jusqu'à 7 kpc.

Cette direction est pratiquement tangente au bras appelé Ecu-Croix (point de tangence en $l = 311^\circ$) situé à une distance estimée à 5.6 kpc (cf. [Geo88] et [Rus98b]). La figure

7. Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies

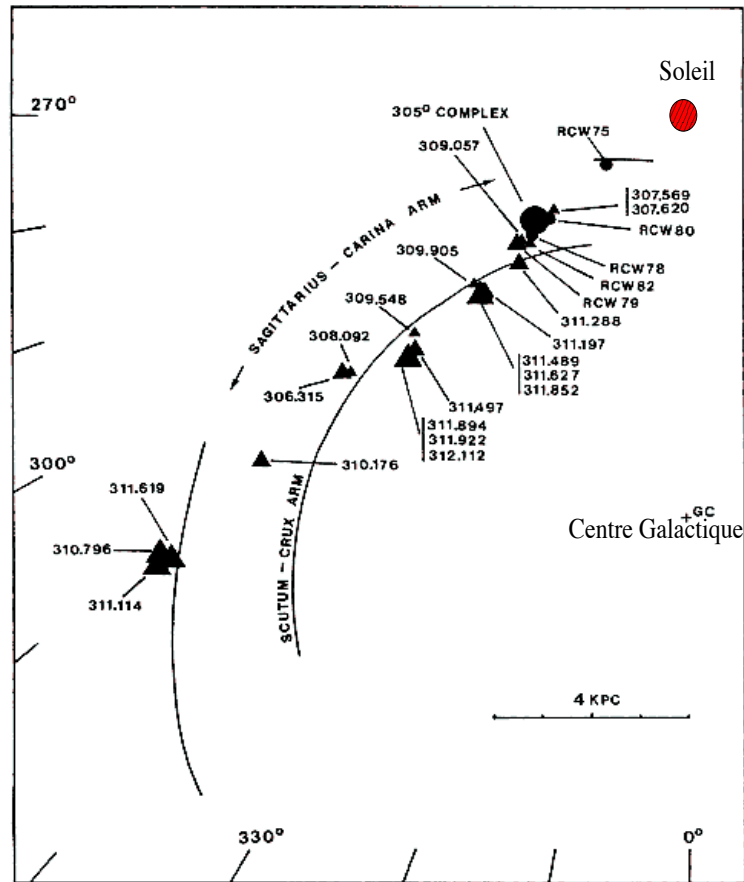


FIG. 7.6 – Complexes stellaires issus de [Geo88] dans la direction de θ Mus.

7.6 montre les complexes stellaires dans cette direction.

Observations vers γ Nor ($l \sim 328^\circ$)

La référence [Muz73] traite de l'étude de 171 étoiles de type O-B3 dans la direction de Norma ($l \sim 328^\circ, b = -0^\circ.8$). La ligne de visée étudiée dans cet article traverse le bras du Sagittaire à environ 2 kpc du Soleil. Le bras de Norma est aussi traversé tangentiellement, et ses étoiles sont entre 6 et 10 kpc. Le coefficient d'absorption augmente rapidement avec la distance au Soleil et atteint une valeur de 3 magnitudes à environ 2 kpc du Soleil au niveau du bras du Sagittaire. Ce coefficient semble alors rester à peu près constant jusqu'à 6-7 kpc. La distance du point de tangence du bras de Norma ($l \sim 328^\circ$) est estimée ([Geo94]) à 7.2 kpc (en adoptant une distance Soleil-Centre Galactique de 8.5 kpc). La figure 7.7 montre la répartition des complexes stellaires sur la ligne de visée.

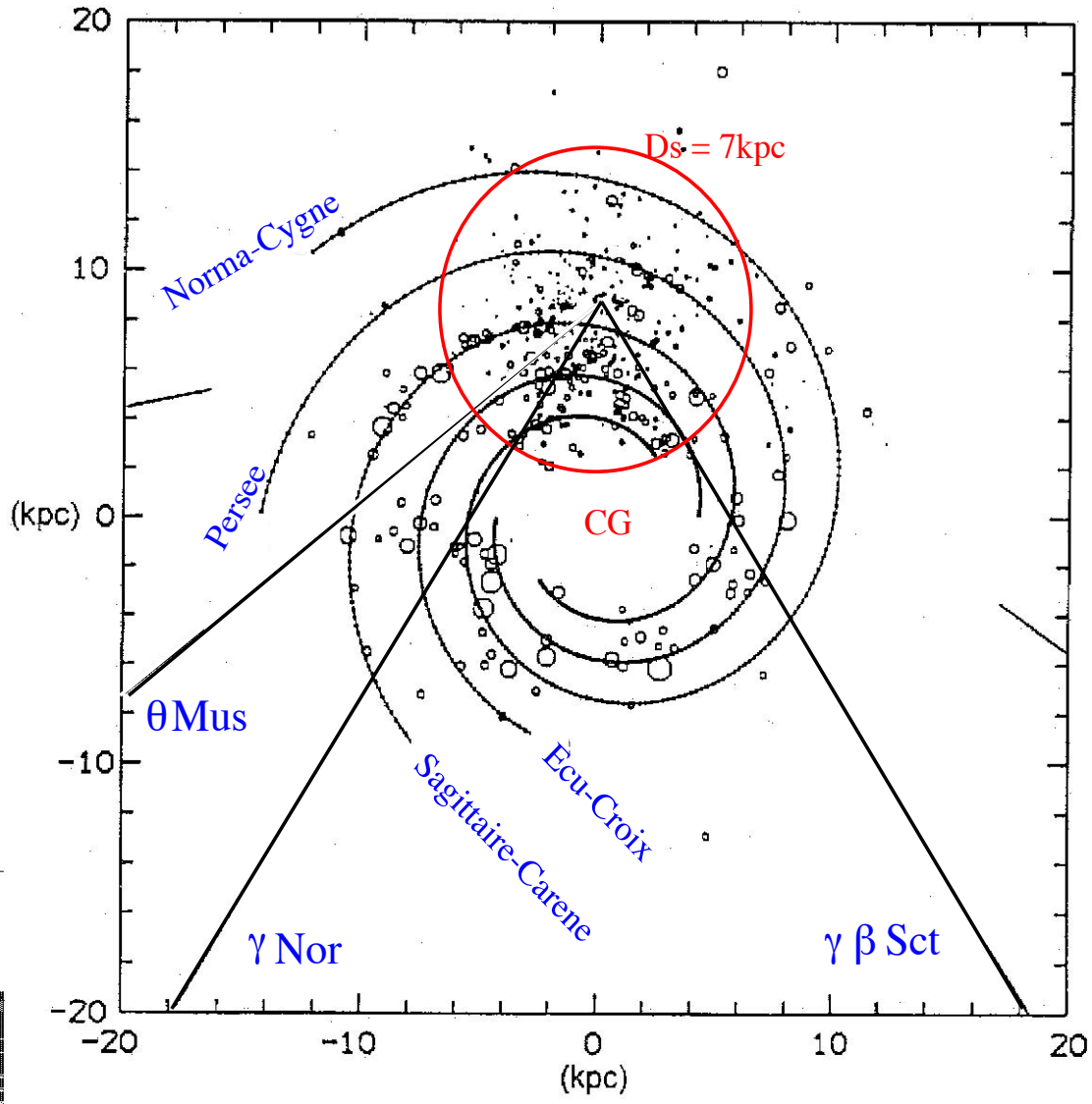


FIG. 7.7 – Le modèle à quatre bras superposé à l'ensemble des complexes répertoriés. Les directions visées par EROS II sont représentées par les lignes droites. Le cercle centré sur le Soleil de rayon 7 kpc coupe les lignes de visée vers θ Mus (resp. γ Nor et β, γ Sct) à proximité du point de tangence du bras de l'Ecu-Croix (resp. Norma-Cygne et Ecu-Croix). (figure adaptée de [Rus98a].)

7.2.3 De l'intérêt de l'étude des associations pour EROS

Les conclusions que l'on peut tirer de l'étude de ces associations sont les suivantes. Étudier une association spécifique n'est pas utile car ses étoiles, peu nombreuses, très brillantes et très bleues, sont peu représentatives des populations stellaires étudiées par EROS II. Par contre les modèles de bras de la Galaxie obtenus à partir d'un catalogue d'associations O-B permettent d'obtenir les distances de ces bras. Les lignes de visée du

7. Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies

programme BRAS SPIRAUX ont été choisies dans les directions des points de tangence des bras pour le grand nombre d'étoiles que l'on peut y surveiller. Les distances des bras sont en accord avec les estimations obtenues par [Man97]. On peut remarquer aussi que nos lignes de visées traversent plusieurs bras, ce que semble confirmer la présence de deux séquences principales dans nos diagrammes COULEUR-MAGNITUDE. Enfin cette recherche bibliographique nous apporte des indications sur l'absorption interstellaire dans nos lignes de visées. Cette absorption, dans des directions proches de celles visées par EROS II, atteint rapidement 2 à 3 magnitudes après 2-3 kpc au niveau du premier bras rencontré (ici Sagittaire-Carène). L'absorption reste constante jusqu'au deuxième bras situé vers 6-8 kpc.

7.3 Recherche d'étoiles variables périodiques

La désignation « d'étoiles variables » est attribuée aux étoiles dont la luminosité évolue au cours du temps. Cette catégorie comprend donc l'ensemble des étoiles dont la luminosité fluctue pour des raisons d'instabilité de leur structure interne (étoiles pulsantes, éruptives ...), mais aussi les « variables géométriques » (binaires à éclipses) où l'occultation d'une composante par l'autre provoque une variation périodique de la luminosité. Le tableau 7.2 présente différentes classes d'étoiles variables parmi les plus courantes. Certains types d'étoiles périodiques, comme les céphéides, peuvent être utilisés comme indicateur de distance (la luminosité absolue d'un indicateur de distance étant supposée connue, la mesure de sa luminosité apparente permet d'obtenir sa distance).

Parmi la grande variété de variables pulsantes (cf. table 7.2), nous restreindrons notre recherche aux céphéides et aux RR Lyræ, objets indicateurs de distance robustes, qui ont déjà fait l'objet d'études dans EROS ([Bea95], [Bau97]) . Nous présentons ci-dessous une revue sommaire des propriétés physiques de ces étoiles, basée sur la revue de *Tanvir* [Tan06] et sur la thèse de *F. Bauer* [Bau97] de recherche de céphéides dans les Nuages de Magellan dans EROS II.

7.3.1 Propriétés physiques

Les céphéides

Les céphéides sont des étoiles pulsantes de type spectral F à K, de magnitude absolue $M_{abs} \simeq -5$ et massives (de 2 à 10 M_{\odot}), nommées d'après leur prototype δCep . Elles présentent des durées de vie relativement courtes (quelques centaines de millions d'années), font partie des étoiles de *Population I* et sont donc observées près des zones de formation stellaire; elles devraient donc être présentes dans les bras spiraux de la Galaxie.

Au cours de leur évolution, les étoiles peuvent franchir une zone bien définie du diagramme de *Herzsprung-Russel* (HR), appelée bande d'instabilité, se présentant comme

7.3. Recherche d'étoiles variables périodiques

Classe	Désignation	Période (j)	Amplitude (mag.)	Type
Pulsantes				
C_δ	Céphéides classiques	1-80	0.3-2	F-K
C_S	Céphéides de type S	1-10	0.1-0.5	F-K
δ_{Scut}	Delta Scuti	0.6	0.2	dF
C_W	W Virginis	1-50	0.3-2	F-K
$RVab$	RV Tauri	30-150	0.5-3	F-G-K
$RRab$	RR Lyræ (asymétrique)	0.5	0.3-1.5	A-F
RRc	RR Lyræ (sinusoïdale)	0.3	0.2-0.4	A-F
M	Mira	80-1000	2.5-8	M
Éruptives				
Nr	Novæ récurrentes	10-80 (ans)	4-8	dF-dG
UG	U Geminorum	20-6000	2-6	dG
RCB	R Coronæ Borealis	10-300	1-9	F-r
Géométriques				
EA	Algol	0.2j-6 ans	0-4	K-B
EB	Beta Lyræ	0.5-10	0-2	K-B
EW	W Ursa Majoris	0.2-5	0-0.8	K-B

TAB. 7.2 – Différentes classes et type d'étoiles variables. (d'après [Gri94].)

une bande de température d'environ 1000 K de largeur, dans laquelle leur enveloppe devient instable. Après avoir brûlé son cœur d'hydrogène, une étoile évolue hors de la séquence principale et parcourt le diagramme HR (cf. figure 7.8) jusqu'à la branche des géantes rouges. Une étoile suffisamment massive, comme c'est le cas pour les céphéides, va alors commencer à brûler l'hélium présent dans son cœur, la température de l'enveloppe va diminuer, et l'étoile va de nouveau parcourir le diagramme HR. Cette seconde traversée du diagramme s'effectue plus lentement et l'étoile peut passer un temps important dans la bande d'instabilité.

Le mécanisme de pulsation des céphéides ne sera pas décrit ici (voir [Bau97] par exemple). Précisons simplement que le rayon de l'étoile varie, et qu'il est possible d'établir une relation entre la période de pulsation, la luminosité et la température de l'étoile. Cette relation est appelée relation Période-Luminosité-Couleur (PLC) et peut s'écrire sous la forme :

$$a \log(P) + bM_R + c(R - B) = \text{const.}, \quad (7.4)$$

où P est la période de pulsation, M la magnitude absolue de l'étoile et $R - B$ sa couleur. Ainsi la projection de la relation PLC dans le plan période-luminosité, appelée relation Période-Luminosité, permet d'obtenir la luminosité absolue de la céphéide à partir de la période mesurée (cf. figure 7.9). Cette relation présente une dispersion intrinsèque provenant de la largeur de la bande d'instabilité.

7. Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies

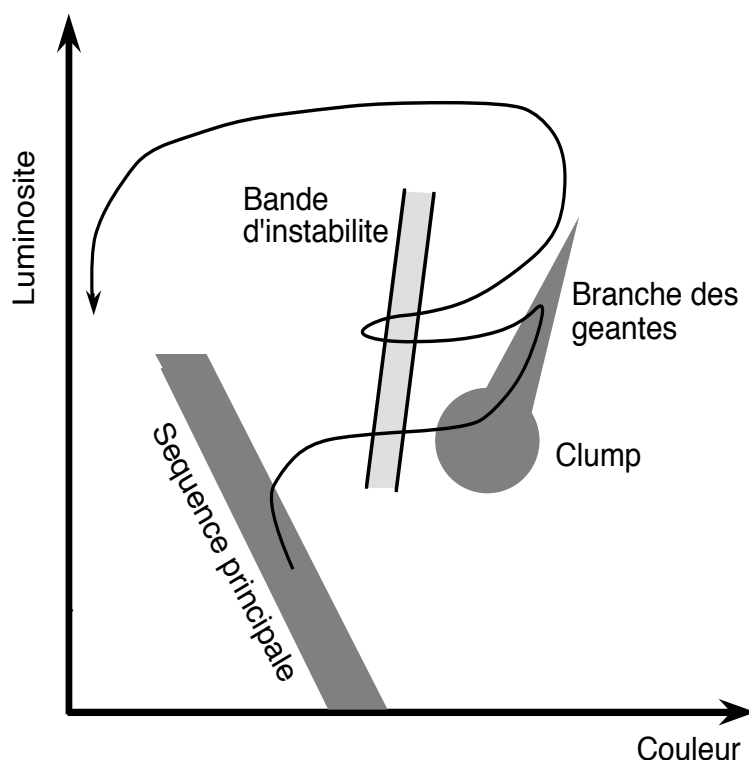


FIG. 7.8 – Diagramme HR stylisé. La séquence principale sur laquelle se trouve la majorité des étoiles est indiquée en gris foncé. La ligne noire présente la trajectoire d'une céphéide dans le diagramme HR au cours de sa vie : partant de la séquence principale, elle rejoint l'amas des géantes rouges après avoir brûlé son cœur d'hydrogène; puis lorsqu'elle a brûlé l'hélium présent dans son cœur, elle va quitter l'amas et traverser une deuxième fois la bande d'instabilité. (figure tirée de [Bau97].)

Il existe deux types principaux de céphéides : Les céphéides classiques ont des courbes de lumière présentant une augmentation abrupte du flux durant environ 20% de la période, suivie d'une diminution lente du flux sur le reste de la période. La période des céphéides classiques connues est comprise entre 1 et 100 jours environ; un exemple de courbe de lumière typique est montré sur la figure 7.9. Les S-céphéides ont une courbe de lumière très proche d'une sinusoïde et elles ont des amplitudes plus petites que les classiques, avec des périodes n'excédant pas une dizaine de jours (cf. figure 7.9). Pour une même luminosité, les périodes des S-céphéides sont plus courtes d'un facteur 0.7 par rapport aux céphéides classiques [Pay73].

Les propriétés de la forme des courbes de lumière des céphéides sont des paramètres observables qui ne sont pas affectés par le rougissement ou la distance [Wel96]. La décomposition de la courbe de lumière en série de Fourier permet donc de distinguer les S-céphéides des

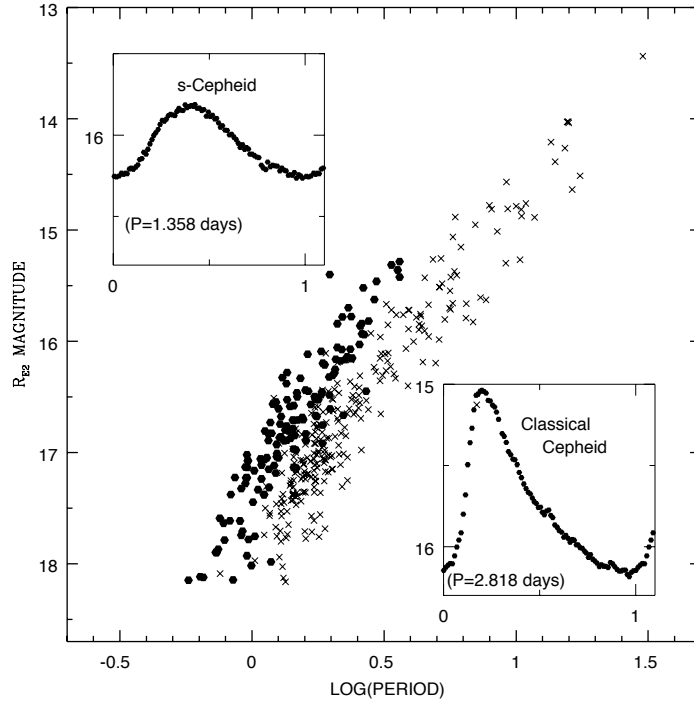


FIG. 7.9 – Les relations Période-Luminosité vues par EROS 1 sur le SMC pour les céphéides classiques (représentées par des \times) et les S-céphéides (représentées par des \bullet). (figure tirée de [Bea96].)

céphéides classiques. On adopte la décomposition en éléments de Fourier suivante [Bau97] :

$$Flux(t) = A_0 + \sum_{l=1}^M A_l \cos\left(\frac{2\pi}{P}l(t - t_0) + \phi_l\right) \quad (7.5)$$

On définit alors le rapport d'amplitude du mode k par rapport au mode l par :

$$R_{kl} = \frac{A_k}{A_l} \quad k > l \quad (7.6)$$

Le rapport entre les amplitudes des deux premières harmoniques $R_{21} = A_2/A_1$ permet de distinguer les céphéides classiques des S-céphéides.

La référence [Fer95] regroupe les caractéristiques d'environ 500 céphéides répertoriées dans la Galaxie. La position de ces céphéides dans la Galaxie peut être visualisée sur la figure 7.10. Certaines se trouvent dans les directions vers lesquelles nous visons, mais aucune ne se trouve dans nos champs, dont les directions sont montrées sur la figure 7.10. La figure 7.11 montre la distribution en période et en distance pour ces céphéides galactiques. La très grande majorité des céphéides de ce catalogue se situent dans le voisinage du Soleil, à moins de 3-4 kpc.

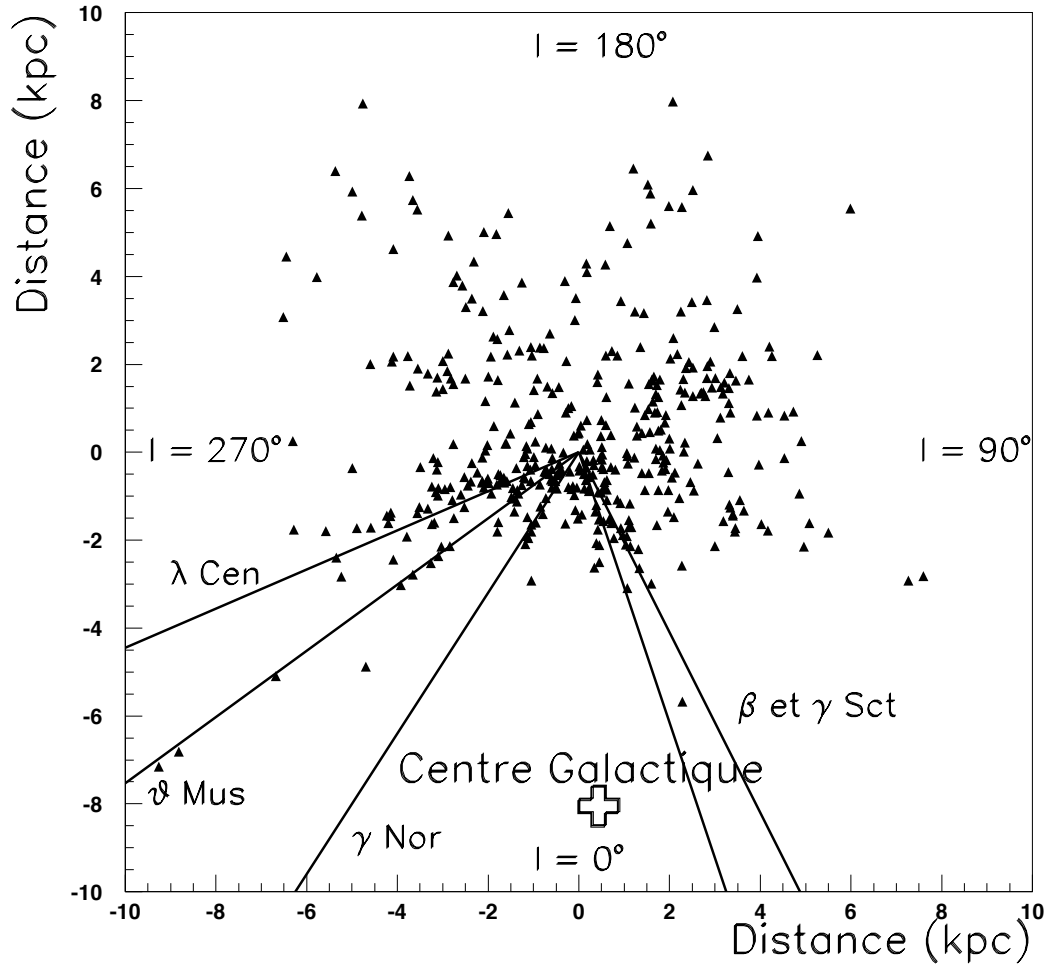


FIG. 7.10 – Position et distance des céphéides connues dans la Galaxie. Le Centre Galactique, représenté par une croix, est à 8.5 kpc du Soleil situé au centre de la figure (à la croisée des lignes de visée). On représente nos directions de visée (β et γ Sct, γ Nor, θ Mus ainsi que λ Cen qui a été décrite au §7.2). (figure établie à partir du catalogue [Fer95].)

Les RR Lyræ

Les RR Lyræ sont des étoiles variables de courte période (de 0.3 à 1 jour), de magnitude absolue $M_{abs} \sim -0.5$, c'est-à-dire beaucoup moins brillantes que les céphéides, ayant une amplitude de pulsation comprise entre 0.4 et 2 magnitudes et de type spectral A à F. Ce sont des étoiles vieilles, de population II avec une masse typique de $0.7M_{\odot}$. Leur mécanisme de pulsation ressemble à celui des céphéides, mais leur centre est plus dense,

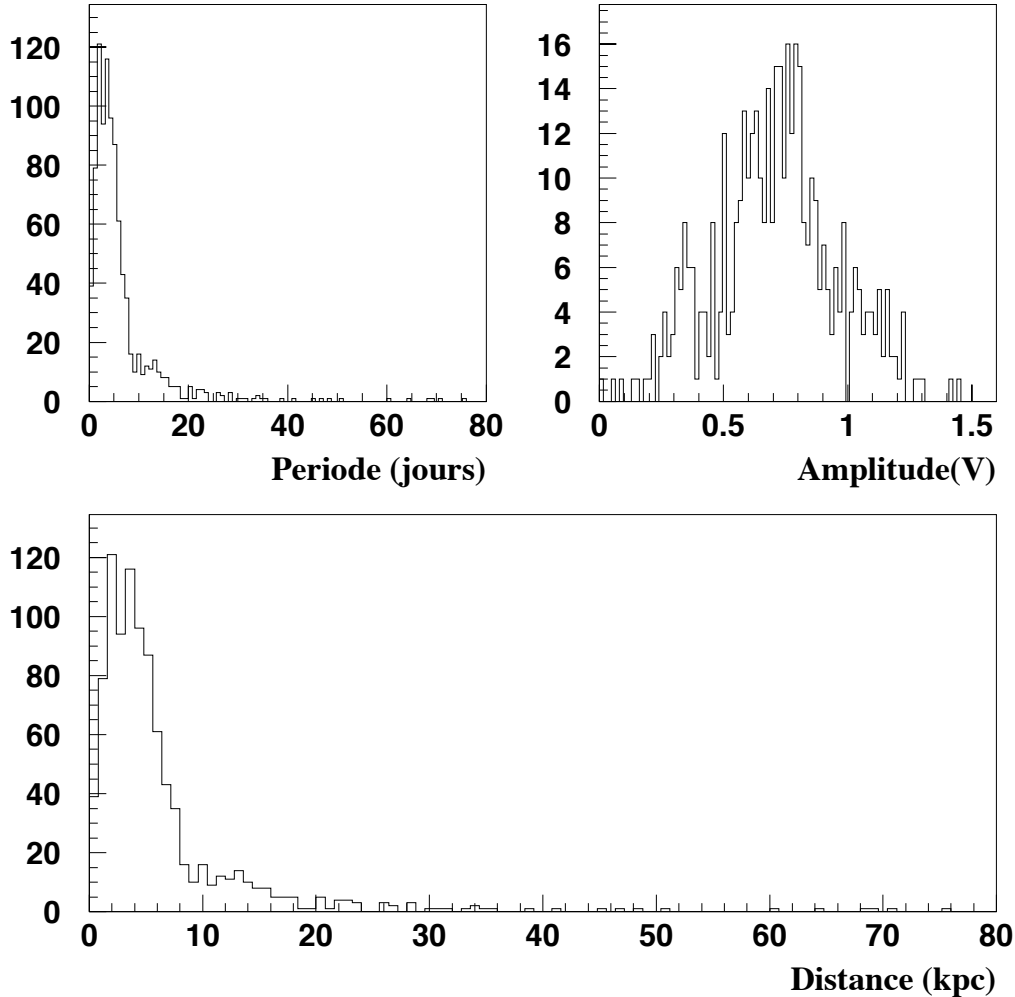


FIG. 7.11 – *Caractéristiques des céphéides connues dans la Galaxie (essentiellement ici des céphéides classiques) : en haut à gauche distribution de période (en jours), en haut à droite amplitude de variation (en bande V) et en bas distribution de la distance (en kpc). (figures établies à partir du catalogue [Fer95].)*

tandis que leur enveloppe est de faible densité. Deux types de RR Lyræ sont observées, les RRab qui, comme les céphéides classiques pulsent dans leur mode fondamental et les RRc qui, comme les S-céphéides, pulsent dans un mode premier harmonique.

7.3.2 Recherche de céphéides dans EROS

Les céphéides sont des indicateurs de distance robustes. La connaissance de leur période permet de connaître leur luminosité absolue et donc leur distance. De plus ces

7. Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies

étoiles sont jeunes et devraient donc être présentes dans les bras spiraux de la Galaxie. Ainsi la recherche de tels objets doit nous permettre d'affiner notre connaissance de la distance des populations stellaires suivies par EROS II dans le programme BRAS SPIRAUX.

Les céphéides étant intrinsèquement très brillantes, elles produisent des images saturées avec les temps de pose standard de 120 s utilisés dans la recherche de microlentille gravitationnelle (cf. chapitre 3 pour la description du programme BRAS SPIRAUX). Il a donc été nécessaire d'effectuer un nouveau programme de prise de données, spécifique à la recherche de céphéides, avec des temps de pose adaptés (15 s).

Mise au point du programme d'observation

Avant d'entreprendre ce programme de recherche spécifique nous avons effectué des recherches bibliographiques pour estimer le nombre de céphéides que nous pouvions espérer trouver. Dans [Cal91] il est fait référence à une recherche dans 9.4 degrés carrés vers les régions de la Croix du Sud ($l = 297^\circ, b = 0^\circ.0$) et du Centaure ($l = 307^\circ, b = -0^\circ.5$) dans un ensemble d'environ 300 000 étoiles. Les auteurs annoncent la découverte d'une dizaine de candidats céphéides. Dans [Met97] les auteurs surveillent 6 degrés carrés, près de ($l = 60^\circ, b = 0^\circ$), avec un million d'étoiles, et annoncent la découverte de 10 céphéides.

Une campagne d'essai a donc été entreprise pour tenter d'obtenir une dizaine de céphéides, en surveillant 6 degrés carrés, 2 vers θ Mus et 4 vers γ Nor. Les champs utilisés pour cette recherche et les résultats relatifs à chaque champ sont répertoriés dans le tableau 7.3. L'échantillonnage de prises de vues souhaité est de 2 points par nuit espacés d'au moins 2 heures, ce qui nous rend sensible aux courtes périodes. La base de temps est d'environ 100 jours et le nombre de clichés est en moyenne de 70, soit un échantillonnage effectif de 2 points toutes les trois nuits. Un tel programme prend alors 30 minutes supplémentaires chaque nuit, soit un accroissement d'environ 50% du temps imparti ordinairement au programme BRAS SPIRAUX.

Préselection des étoiles

L'algorithme de recherche de périodicité nécessitant un temps de calcul important, nous préselectionnons tout d'abord les étoiles les plus variables. Pour cela nous utilisons les filtres (1c) et (1d) décrits au chapitre 5.

Rappelons que le filtre (1c) compare la dispersion des mesures σ_{mes} le long de la courbe de lumière (de flux de base $\bar{\phi}$) d'une étoile à la résolution photométrique moyenne $\langle \sigma_{resol} \rangle$ des étoiles de même flux; on construit la variable :

$$\zeta = \frac{(\sigma_{mes}/\bar{\phi})}{\langle \sigma \rangle_{resol}} \quad (7.7)$$

7.3. Recherche d'étoiles variables périodiques

Ce rapport sera en principe élevé si l'étoile n'a pas un flux constant. Le filtre (1d) est basé sur un test de conformité (test de *Kolmogorov-Smirnov*) de la distribution des mesures à la distribution attendue dans l'hypothèse d'une étoile stable dont les flux sont mesurés avec des erreurs gaussiennes. A ce test on peut associer un niveau de confiance P_{KS} qui est petit si l'étoile n'est pas de flux constant.

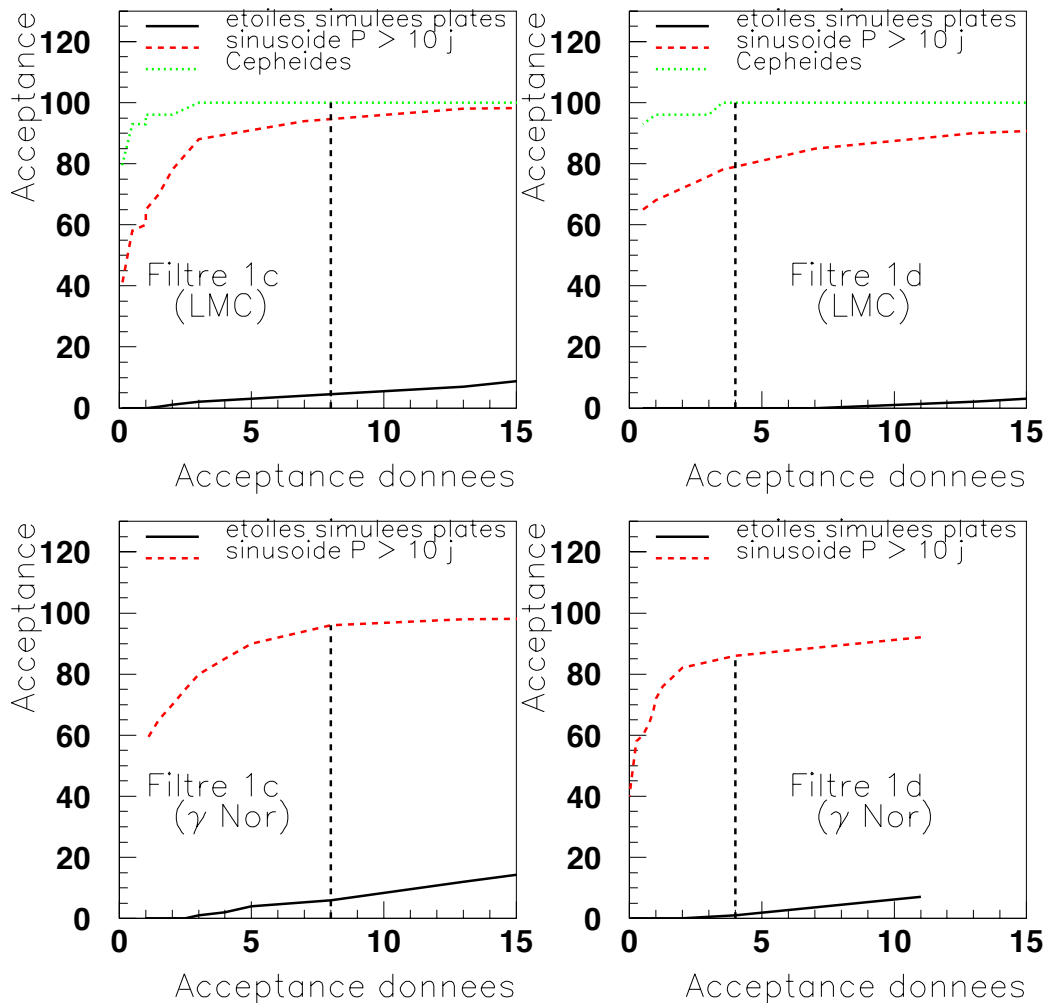


FIG. 7.12 – Acceptance des filtres 1c et 1d sur des événements simulés avec un flux constant (ligne pleine) ou avec une variation sinusoidale (en trait tireté), en fonction de l'acceptance sur les données. En haut on montre cette acceptance sur des champs du LMC sur lesquels on représente de plus l'acceptance sur des céphéides connues. En bas est représentée l'acceptance pour le programme BRAS SPIRAUX. L'intersection entre le trait vertical et l'axe des abscisses (resp. avec les courbes) donne l'acceptance sur les données (resp. événements simulés ou céphéides) pour les coupures adoptées.

7. Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies

Pour calculer les acceptances de ces filtres nous simulons des courbes de lumière en ajoutant une variation sinusoïdale au flux de vraies étoiles de la manière suivante :

1. Le flux de base $\bar{\phi}$ de l'étoile est pris égal au flux de référence de l'étoile utilisée;
2. la période de variation P est tirée de manière uniforme entre 0.2 et 20 jours.
3. l'amplitude A de variation (en fraction du flux de base) est tirée de manière uniforme entre 0.2 et 1;
4. la phase de la variation β est tirée de manière uniforme entre 0 et 2π .

La forme de la courbe de lumière simulée est ainsi :

$$Flux_{sinus}(t) = Flux(t) + A \times \bar{\phi} \times \sin\left(\frac{2\pi t}{P} - \beta\right) \quad (7.8)$$

où $Flux(t)$ est le flux de l'étoile mère pour la mesure à l'instant t .

Champ	Tm550	Tm551	Gn450	Gn453	Gn455	Gn459	Total
b°	-0.76	-1.36	-1.54	-2.16	-2.82	-3.39	
l°	307.30	307.69	330.47	332.56	332.85	329.94	
# étoiles	220 225	272 203	235 494	249 630	220 494	279 940	1 477 986
Filtre	35 359	27 955	20 529	21 453	17 321	21 483	144 100
variables périodiques	348	721	678	820	640	695	3902
examen visuel	115	205	139	116	135	189	899
Candidats Cep	4	9	3	4	1	4	25
dont C_δ	2	1	1	0	0	0	4
dont C_S	1	3	1	2	0	1	8
candidats rejetés	1	5	1	2	1	3	13
RR	1	6	0	5	3	5	20
EA	7	14	15	11	5	9	61
EB	31	58	34	45	40	51	259
EW	5	7	4	8	0	2	26

TAB. 7.3 – Programme de recherche de céphéides dans les bras spiraux. Pour les 6 champs sont donnés successivement le nombre d'étoiles suivies, les étoiles sélectionnées par le filtre, par le programme de recherche de période, puis après examen visuel, et enfin par catégorie. (voir table 7.2 pour la signification des notations).

La campagne de recherche de céphéides vers les Nuages de Magellan décrite dans [Bau97] a permis d'effectuer un suivi photométrique de 350 céphéides vers le LMC et de 620 vers le SMC. Notre programme de recherche ayant des caractéristiques identiques nous avons pu vérifier que les critères de sélection que nous appliquons sélectionnent les céphéides connues. La figure 7.12 montre la variation d'acceptance de chaque filtre en fonction de l'acceptance sur l'ensemble des données pour les champs du LMC et pour les champs du programme BRAS SPIRAUX.

7.3. Recherche d'étoiles variables périodiques

Une courbe de lumière sera sélectionnée comme n'étant pas de flux constant si :

$$\text{Filtre 1c} : (\zeta(R) - 1)^2 + (\zeta(B) - 1)^2 \geq 0.5 . \quad (7.9)$$

ou si

$$\text{Filtre 1d} : P_{KS}^2(R) + P_{KS}^2(B) \leq 10^{-2} . \quad (7.10)$$

Les acceptances pour ces coupures sont données sur la figure 7.12 par l'intersection du trait vertical avec l'abscisse et les différentes courbes. Ainsi les céphéides connues vers le LMC sont toutes sélectionnées (mais ce sont des étoiles brillantes, d'amplitude supérieure à 50%), l'acceptance sur les courbes de lumière simulées avec une variation de flux sinusoïdale est de l'ordre de 85-90%; l'acceptance sur les données est d'environ 8% pour le filtre 1c, de 4% pour le filtre 1d et le recouvrement entre les deux filtres correspond à 2% des données. Au total, à partir d'un lot de **1 477 986** étoiles, **144 100** sont sélectionnées soit environ 10%. C'est sur ce lot d'étoiles que va être appliquée une recherche systématique de périodicité dans les variations de flux.

L'algorithme de recherche de période

La méthode consiste à rechercher s'il existe des périodes Δt telles que les mesures de flux $Flux(t)$ ordonnées selon la phase :

$$\phi = 2\pi \times \text{partie fractionnaire} \left(\frac{t}{\Delta t} \right) , \quad (7.11)$$

présentent des variations significatives lentes selon cette même phase. Dans la suite, on parlera de courbe replié selon une période donnée pour évoquer la courbe de variation de flux d'une étoile en fonction de la phase.

- *Choix des périodes-test*: Si T est la durée totale des mesures et Δt une période-test, alors le changement de phase $\delta\phi$ induit par une variation δt de la période-test après $T/\Delta t$ cycles (c'est-à-dire à la fin de la période) est donné par :

$$\frac{\delta\phi}{\delta t} = \frac{2\pi T}{\Delta t^2} \quad (7.12)$$

Pour être certain d'échantillonner suffisamment selon la période-test, il faut faire en sorte que la variation totale de phase sur la durée T soit petite devant 2π lorsqu'on passe d'une période-test à la suivante. Après essais, nous avons pu nous assurer que le choix de l'intervalle

$$\delta t = \frac{\Delta t^2}{10T} \implies \delta\phi = \frac{2\pi}{10} , \quad (7.13)$$

7. Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies

entre la période-test Δt et la suivante ne risque pas de faire manquer une périodicité éventuelle de la courbe de lumière, pour laquelle une structuration serait aisément détectable par la méthode exposée ci-dessous¹. Un échantillonnage plus fin est adopté lorsqu'on souhaite affiner la mesure d'une période détectée lors d'un premier passage.

• *Critère de détection d'étoile périodique*: Le fait qu'une courbe repliée présente une modulation globale se traduit par une petite dispersion moyenne des flux par rapport aux flux interpolés à partir des mesures immédiatement voisines. Après quelques essais, nous avons choisi de partir de la variable suivante, dont les propriétés nous permettront d'attribuer une probabilité à l'existence d'une période de variation:

$$\chi^2 = \sum_{N \text{ mesures}} \left(\frac{Flux_i - Interp[Flux_{i-1}, Flux_{i+1}]}{\sigma_i} \right)^2, \quad (7.14)$$

où

- les indices i sont ordonnés selon les phases ϕ_i croissantes;
- le flux interpolé est donné par :

$$Interp[Flux_{i-1}, Flux_{i+1}] = Flux_{i-1} + R_i \times (Flux_{i+1} - Flux_{i-1}), \quad (7.15)$$

avec $R_i = \frac{\phi_i - \phi_{i-1}}{\phi_{i+1} - \phi_{i-1}}$;

- l'écart standard σ_i tient compte de l'incertitude ϵ_i sur la mesure i et sur les mesures interpolées ($i-1$) et ($i+1$):

$$\sigma_i^2 = \epsilon_i^2 + (1 - R_i)^2 \epsilon_{i-1}^2 + R_i^2 \epsilon_{i+1}^2. \quad (7.16)$$

Il s'agit là d'un pseudo- χ^2 qui peut s'interpréter comme le χ^2 de l'ensemble des mesures paires par rapport à la ligne brisée joignant les mesures impaires, additionné au χ^2 de l'ensemble des mesures impaires par rapport à la ligne brisée joignant les mesures paires. En pratique, nous additionnerons les χ^2 obtenus dans les deux couleurs. En l'absence d'une couleur, la variable reste définie.

La distribution de cette variable, estimée pour chaque période-test, est très différente selon que la courbe de lumière est périodique ou non. En effet, si une étoile est stable, alors le repliement de la courbe de lumière ne jouera pas d'autre rôle que celui de « mélanger les cartes » en changeant l'ordre de succession des mesures utilisées pour le calcul. La distribution des estimations de χ^2 constitue alors un ensemble de réalisations aléatoires de χ^2 (une réalisation par période-test), qui tend vers une gaussienne de moyenne N (nombre de points de mesure) et de variance $\sigma^2 = 2N$ dans la limite où N est grand.

1. Parcourir les périodes tests selon cette règle est équivalent à parcourir les fréquences tests avec un pas constant de $1/10T$.

Cette propriété, mathématiquement exacte même dans le cas présent où il ne s'agit pas d'un χ^2 par rapport à une courbe donnée, a été soigneusement vérifiée sur une simulation de courbes de lumière avec incertitudes de mesure connues.

Pour une étoile périodique, la plupart des valeurs de χ^2 sont très élevées (les variations d'une mesure à la suivante sont non corrélées et grandes par rapport aux incertitudes), sauf lorsque la courbe de lumière est repliée selon des périodes multiples de la périodicité de l'étoile. La distribution des estimations de χ^2 est alors constituée d'un pic principal (lorsque la période-test donne une suite de points non corrélés), avec quelques valeurs nettement plus basses (de l'ordre de N), obtenues lorsque la période-test donne une courbe repliée « structurée ». L'existence de ces points très écartés d'une population globale va constituer un critère de sélection d'étoiles variables.

- *Variable réduite* : A partir du χ^2 qui vient d'être défini, on compose la variable réduite :

$$x = \frac{\chi^2 - \langle \chi^2 \rangle}{\langle \chi^2 \rangle / N} \times \frac{1}{\sqrt{2N}}, \quad (7.17)$$

où $\langle \chi^2 \rangle$ est la moyenne des réalisations de χ^2 sur l'ensemble des périodes-test. Dans le cas d'une étoile stable, la distribution de cette variable est une gaussienne centrée en zéro et de variance un. En effet, si les erreurs sont bien estimées, alors le premier dénominateur vaut 1 et la variance du premier numérateur est $\sigma^2 = 2N$. En revanche si les erreurs sont globalement divisées par une constante, alors le premier dénominateur a le même effet qu'une renormalisation globale des erreurs puisqu'il est égal au carré de cette même constante. Nous avons vérifié pour une série d'étoiles stables simulées et réelles que les distributions de cette variable réduite x se comportent effectivement comme prévu (gaussiennes centrées en zéro et de largeur un).

- *Probabilité de stabilité d'une étoile* : Soit x_{min} la plus petite réalisation de x . Pour une étoile stable, la probabilité d'obtenir une valeur de x inférieure ou égale à x_{min} dans un ensemble de N_{test} réalisations (une réalisation par période-test) est :

$$\begin{aligned} P(x < x_{min} | N_{test} \text{ réalisations}) &= 1 - P(0 \text{ réalisation} < x_{min} | N_{test} \text{ tirages}) \\ &= 1 - \left[1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{x_{min}} e^{-x^2/2} dx \right]^{N_{tests}} \end{aligned} \quad (7.18)$$

$$\simeq 1 - \left[1 - \frac{N_{tests}}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{x_{min}} e^{-x^2/2} dx \right], \quad (7.19)$$

lorsque la probabilité que nous calculons est très petite. On a alors :

$$P(x_{min}, N_{test}) = \frac{N_{test}}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{-x_{min}}{\sqrt{2}} \right). \quad (7.20)$$

7. Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies

Pour une étoile présentant des variations périodiques, il existe une période-test pour laquelle x est significativement plus petit que les autres valeurs, et cette probabilité devient alors extrêmement petite. La figure 7.13 montre la distribution de probabilité obtenue pour un échantillon de quelques centaines d'étoiles.

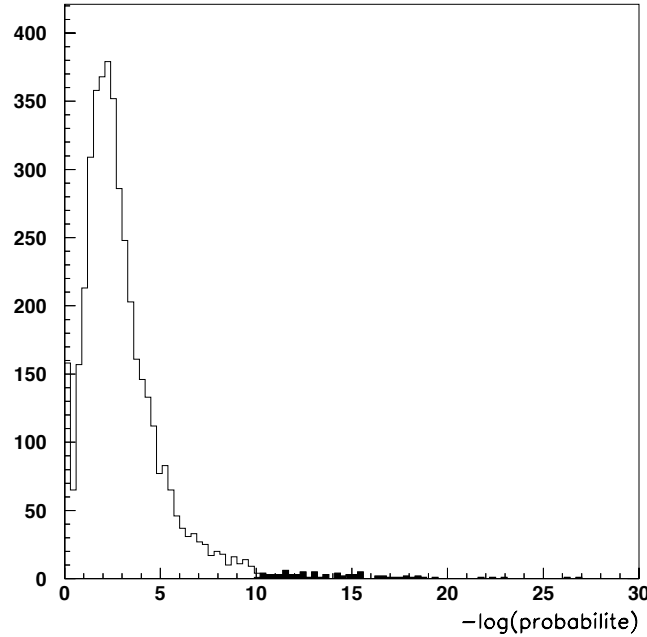


FIG. 7.13 – Distribution de $-\log(P(x_{min}, N_{test}))$ pour les données. L'histogramme en noir montre les courbes de lumière sélectionnées.

Nous appliquons cet algorithme de recherche de périodicité sur toutes les étoiles sélectionnées par le filtre et demandons :

$$P(x_{min}, N_{test}) < 10^{-10} . \quad (7.21)$$

Un ensemble de 3902 étoiles est ainsi sélectionné (cf. tableau 7.3) comme présentant une périodicité significative. Toutes ces courbes de lumière ont été inspectées visuellement, et un niveau de qualité leur a été attribué. Environ 900 étoiles sont alors conservées comme étant d'une qualité suffisante. Elles sont ensuite cataloguées suivant le type de variabilité reconnu (cf. tableau 7.2). La grande majorité des variables sont soit de type binaire à éclipses, soit des variables de longue période, le plus généralement rouges et brillantes, comme on peut le voir sur le diagramme couleur-luminosité de la figure 7.14.

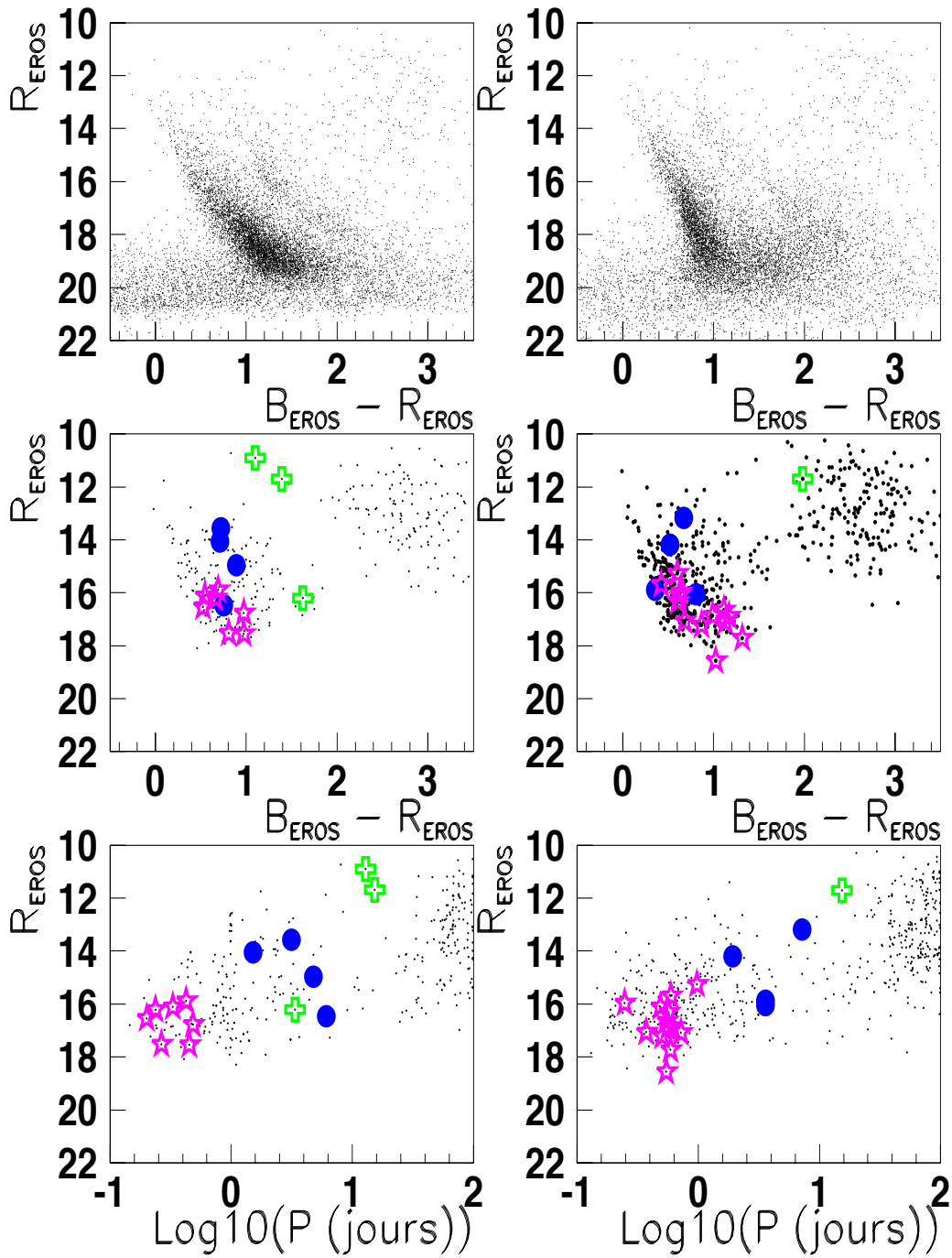


FIG. 7.14 – Les étoiles variables trouvées vers θ Mus à gauche et vers γ Nor à droite. Figures du haut : diagrammes couleur-magnitude pour toutes les étoiles. Figures du milieu : diagrammes couleur-magnitude pour toutes les étoiles variables. Les croix représentent les céphéides classiques, les gros points (\bullet) les S-céphéides. Les grosses étoiles (\star) représentent les RR Lyr α . Figures du bas : diagrammes période-luminosité pour les étoiles variables sélectionnées.

7. Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies

7.3.3 Distance des variables pulsantes

Sélection des céphéides

De par ce classement visuel, un total de 25 candidats céphéides est trouvé. Sur leurs courbes de lumière une décomposition en série de Fourier est appliquée et on calcule le coefficient R_{21} donnant le rapport entre les amplitudes des deux premières harmoniques. On représente sur la figure 7.15 ce paramètre R_{21} en fonction de la période.

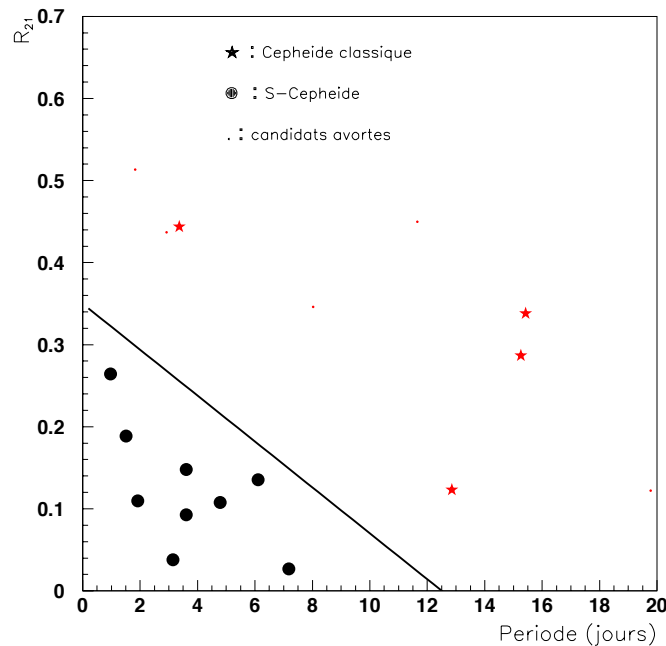


FIG. 7.15 – Séparation des S-céphéides et des céphéides classiques dans le diagramme R_{21} -Periode. Les S-céphéides sont situées en-dessous de la ligne. Les grosses étoiles représentent les céphéides classiques et les petits points les candidats n'ayant pas satisfait le critère sur l'amplitude et la période.

- Les S-céphéides présentent une valeur de R_{21} plus faible que les céphéides classiques. Une céphéide sera considérée comme S-céphéide si [Bau97] $R_{21} < 0.35 - 0.028 \times P(j)$. Sur le lot de 25 candidats, 8 courbes de lumière sont alors sélectionnées comme candidats S-céphéides.
- Le tableau 7.2 et la figure 7.11 nous indiquant qu'il n'y pas, ou très peu, de céphéides classiques d'amplitude inférieure à 0.2 et de grandes périodes, nous demandons que l'amplitude de variation soit supérieure à 0.2 magnitude et que la période soit inférieure à 20 jours. On évite ainsi d'avoir un échantillon pollué par d'autres variables. Il nous reste alors 4 candidats céphéides classiques.

Les courbes de lumière des différents candidats sont présentées sur les figures 7.16 et 7.17.

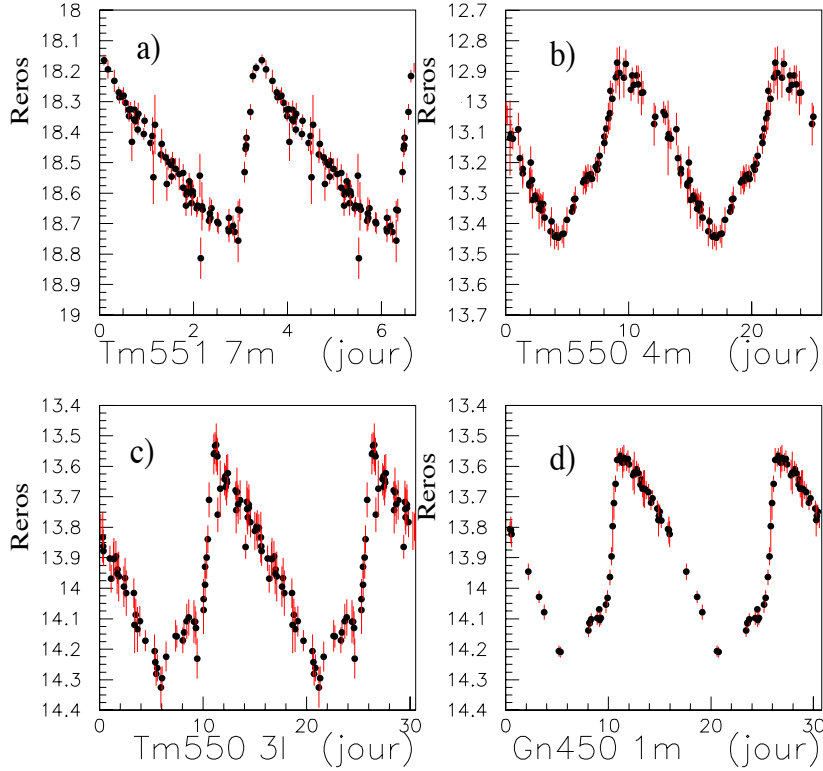


FIG. 7.16 – Courbes de lumière en R_{EROS} de 4 céphéides classiques trouvées dans les directions de θ Mus et γ Nor. Les courbes sont montrées après repliement sur leur période. Les ordonnées donnent une variation de une magnitude.

De la même façon on sélectionne un lot de RR Lyræ. Les courbes de lumière de certaines d'entre-elles sont présentées sur la figure 7.18.

Estimation de la distance des candidats

Une fois ce lot de 12 céphéides de qualité obtenu il nous reste à déterminer leur distance. La magnitude apparente m^{app} d'une étoile dépend de trois variables : sa magnitude absolue M^{abs} , sa distance D_s (en pc), l'extinction stellaire $A(d)$ due aux poussières interstellaires situées entre l'étoile et nous :

$$m^{app} = M^{abs} + 5(\log D_s - 1) + A(d) \quad (7.22)$$

7. Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies

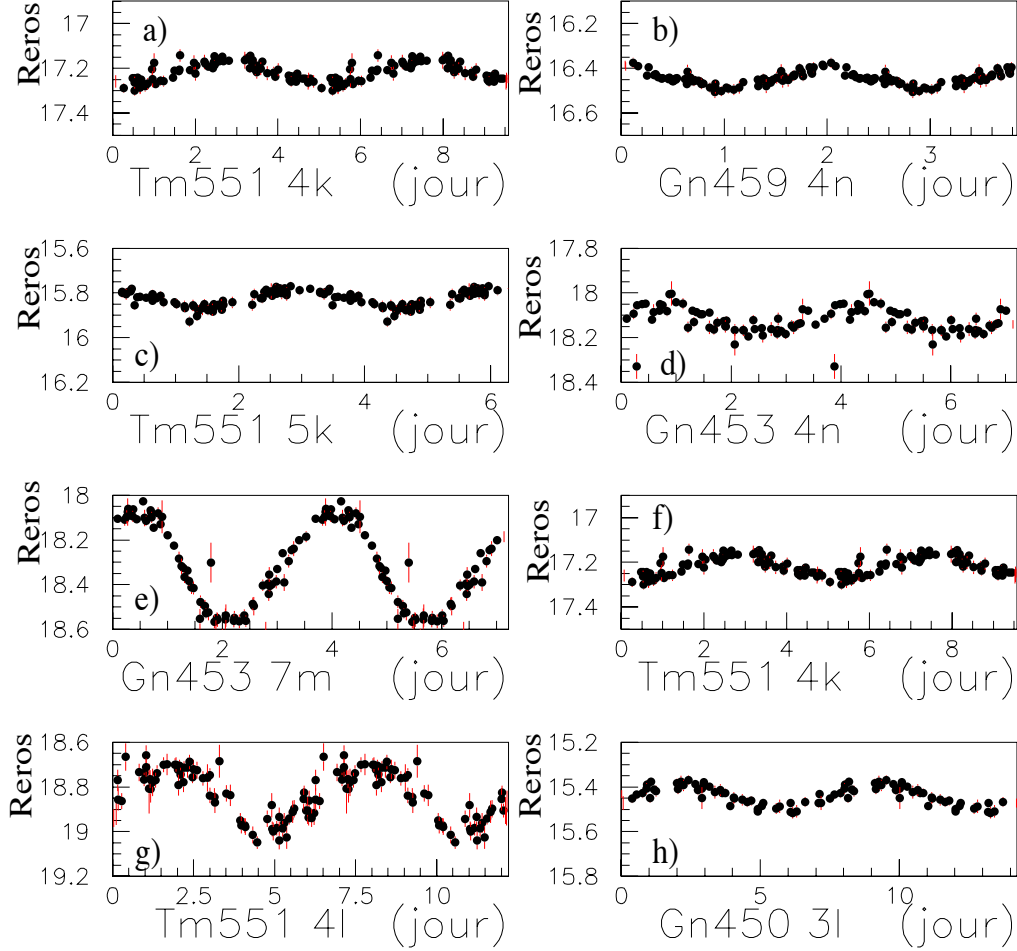


FIG. 7.17 – Courbes de lumière en R_{EROS} des 8 S-céphéides trouvées dans les directions de θ Mus et γ Nor. Les courbes sont montrées après repliement sur leur période. Les ordonnées donnent une variation de 0.6 magnitude.

La quantité A est reliée à l'excès de couleur $E(B - R)$ (ou rougissement) dans les filtres EROS par² :

$$A \sim 3 \times E(B - R) \quad (7.23)$$

Les céphéides ont une couleur moyenne intrinsèque dans les filtres EROS de ~ -0.32 pour les céphéides classiques et ~ -0.41 pour les S-céphéides [Bau97]. On peut alors

2. Le calcul précis prend en compte la température des étoiles et est décrit dans [Man97]

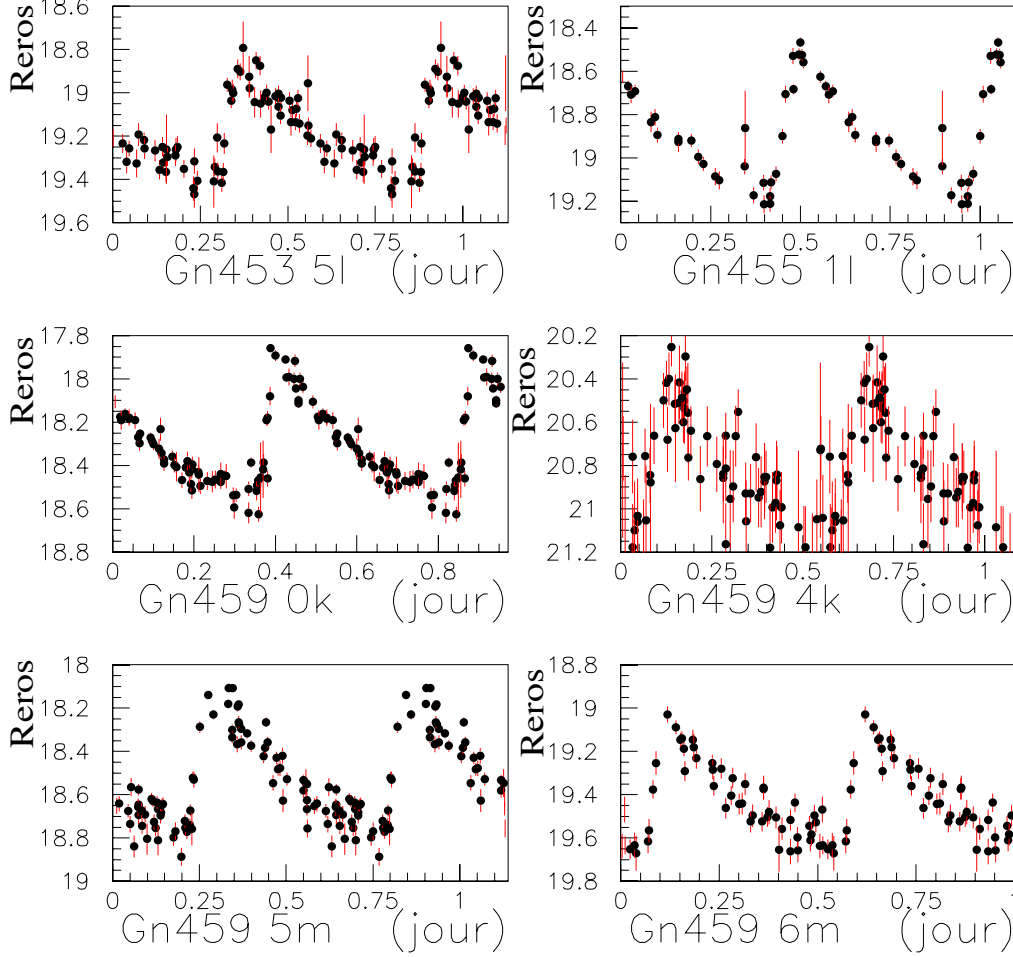


FIG. 7.18 – Courbes de lumière en R_{EROS} de 6 RR Lyrae trouvées dans les directions de θ Mus et γ Nor. Les courbes sont montrées après repliement sur leur période.

calculer l'excès de couleur de chaque céphéide par :

$$E(B - R) = \begin{cases} (B_{EROS} - R_{EROS}) - (-0.32) & \text{pour les céphéides classiques} \\ (B_{EROS} - R_{EROS}) - (-0.41) & \text{pour les S-céphéides} \end{cases} \quad (7.24)$$

La magnitude absolue M_{Rouge}^{abs} des céphéides est obtenue à partir de leur période de variation. Nous utilisons pour cela la relation Période-Luminosité trouvée par [Bau97] avec les céphéides du LMC pour les filtres EROS II :

$$M_{Rouge}^{abs} = 17.162 - 2.9361 \log(P) \quad \text{pour les céphéides classiques} \quad (7.25)$$

$$M_{Rouge}^{abs} = 16.611 - 3.176 \log(P) \quad \text{pour les S-céphéides} \quad (7.26)$$

7. Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies

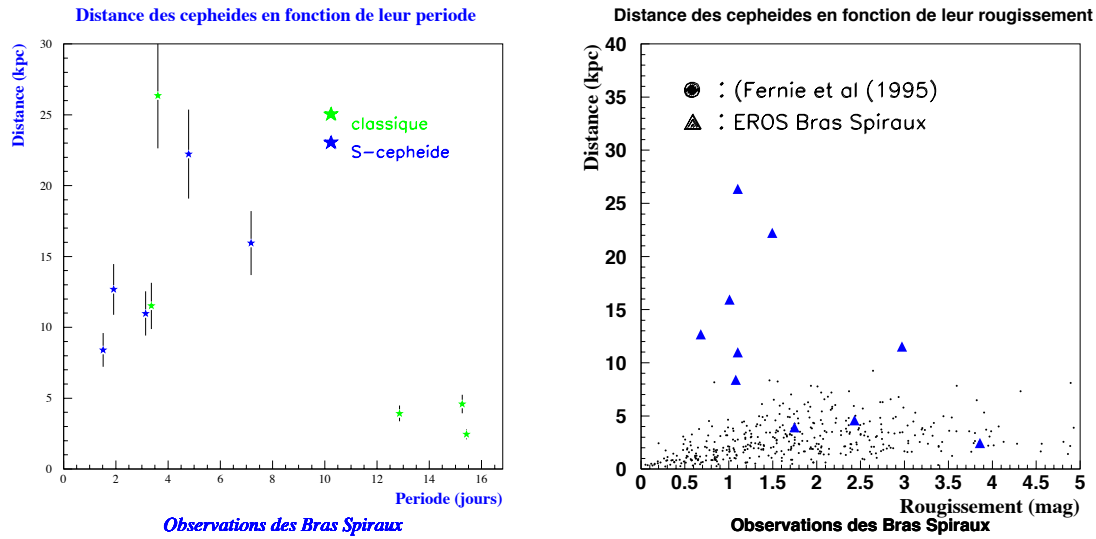


FIG. 7.19 – Distance des céphéides trouvées vers θ Mus et γ Nor en fonction de la période (à gauche), et en fonction du rougissement (à droite). La relation distance-rougissement est aussi montrée pour les céphéides du catalogue [Fer95].

De la mesure de la magnitude apparente et à l'aide des relations 7.22 et 7.23, on obtient les distances de chaque céphéide. L'erreur sur les distances est estimée à partir de la dispersion de couleur intrinsèque des céphéides, correspondant à la largeur de la bande d'instabilité. Dans les filtres EROS, cela correspond à une erreur sur la couleur de 0.1 magnitude. Le tableau 7.3.3 donne les distances individuelles de chaque céphéide. On peut noter que pour trois d'entre elles on trouve des distances élevées, $d > 20\text{kpc}$ (courbes de lumière d, e et f de la figure 7.17). Ce ne sont probablement pas des céphéides. Les autres se répartissent en deux groupes; l'un est proche à une distance d'environ 4-5 kpc, l'autre groupe correspond à une distance moyenne de 13 kpc. La figure 7.19 à gauche présente la distribution de la distance estimée des céphéides situées à moins de 20 kpc, en fonction de leur période. On peut remarquer que, à une distance donnée, l'extinction A est très dispersée (aussi bien pour les céphéides trouvées par EROS II que pour celles du catalogue [Fer95], ce qui illustre bien les grandes variations de l'absorption interstellaire d'une direction à une autre.

7.4 Résumé des différents travaux abordés

Trois méthodes de détermination de la distance des étoiles observées par EROS II dans le programme BRAS SPIRAUX ont été abordées. Un calcul naïf, s'appuyant sur le modèle de densité du disque et utilisant la fonction de luminosité des étoiles dans le voisinage solaire, montre que les étoiles suivies par EROS II, pour la plupart proches de

7.4. Résumé des différents travaux abordés

Champ	type	R_{EROS}	P(j)	$B_{EROS} - R_{EROS}$	A(R)	d
Tm551	C_δ	16.21	3.36066	1.02	2.97	11.5 ± 1.7
Tm550	C_δ	10.90	12.8585	0.5	1.75	3.9 ± 0.6
Tm550	C_δ	11.69	15.2598	0.79	2.43	4.6 ± 0.7
Gn450	C_δ	11.70	15.4213	1.38	3.86	2.4 ± 0.4
Tm551	C_S	14.06	1.51226	0.11	1.08	8.4 ± 1.3
Gn459	C_S	14.19	1.91806	-0.08	0.68	13.5 ± 1.9
Tm551	C_S	13.57	3.14075	0.12	1.10	11.7 ± 1.6
Gn453	C_S	15.89	3.60568	-0.24	0.40	47.1 ± 7.1
Gn453	C_S	14.85	3.60617	0.21	1.10	26.3 ± 4
Tm551	C_S	14.96	4.78654	0.29	1.49	22.2 ± 3.3
Tm551	C_S	16.47	6.10709	0.15	1.17	60.3 ± 9
Gn450	C_S	13.18	7.1787	0.07	1.00	16.0 ± 2.4

TAB. 7.4 – *Estimations individuelles des distances des céphéides trouvées dans le programme BRAS SPIRAUX. Pour chaque céphéide on donne le champ dans lequel elle a été trouvée, sa magnitude en R_{EROS} , sa période (en jours), sa couleur en filtre EROS, le coefficient d'extinction A en R_{EROS} et sa distance. Les candidats sont présentés par classe (C_δ ou C_S) et par période croissante.*

la limite de détection, se situent en majorité autour de 6-8 kpc.

Une seconde approche a été d'utiliser les associations d'étoiles O-B qui sont des traceurs bien connus des bras spiraux. Une étude d'une association bien particulière n'a pas permis d'établir de résultats utiles pour notre problème. Par contre des recherches bibliographiques ont permis de trouver des catalogues d'associations dans différentes directions. Les distances des bras observés sont en accord avec les estimations de [Man97]. De plus on peut constater sur les figures 7.6 et 7.7 que les lignes de visée vers θ Mus traversent trois bras : l'un vers 2-3 kpc (bras du Sagittaire), le deuxième vers 5-6 kpc (Ecu-Croix) et à nouveau le bras du Sagittaire vers 12 kpc. Les lignes de visée vers γ Nor traversent le bras du Sagittaire vers 2-3 kpc, puis le bras Ecu-Croix vers 4-5 kpc et enfin le bras de Norma-Cygne vers 7-8 kpc.

Enfin un programme d'observation a été mené à bien pour rechercher des céphéides. Une dizaine de candidats céphéides ont été trouvés dans les directions de γ Nor et θ Mus. Ces objets semblent se répartir en deux groupes, l'un proche (4-5 kpc) et un second plus éloigné vers 13 kpc. Ces deux groupes pourraient tracer la *population des bras spiraux*. Ces résultats ne permettent pas à l'heure actuelle de corroborer ou d'infirmer les résultats de [Man97]. Plus de céphéides sont nécessaires, par exemple en étudiant les 4/5 des champs restants, mais nous avons vu que cela nécessiterait de doubler le temps alloué ordinairement au programme BRAS SPIRAUX.

Ainsi à l'heure actuelle les différents travaux entrepris pour estimer la distance des étoiles du programme BRAS SPIRAUX ne permettent pas de connaître avec précision les

7. Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies

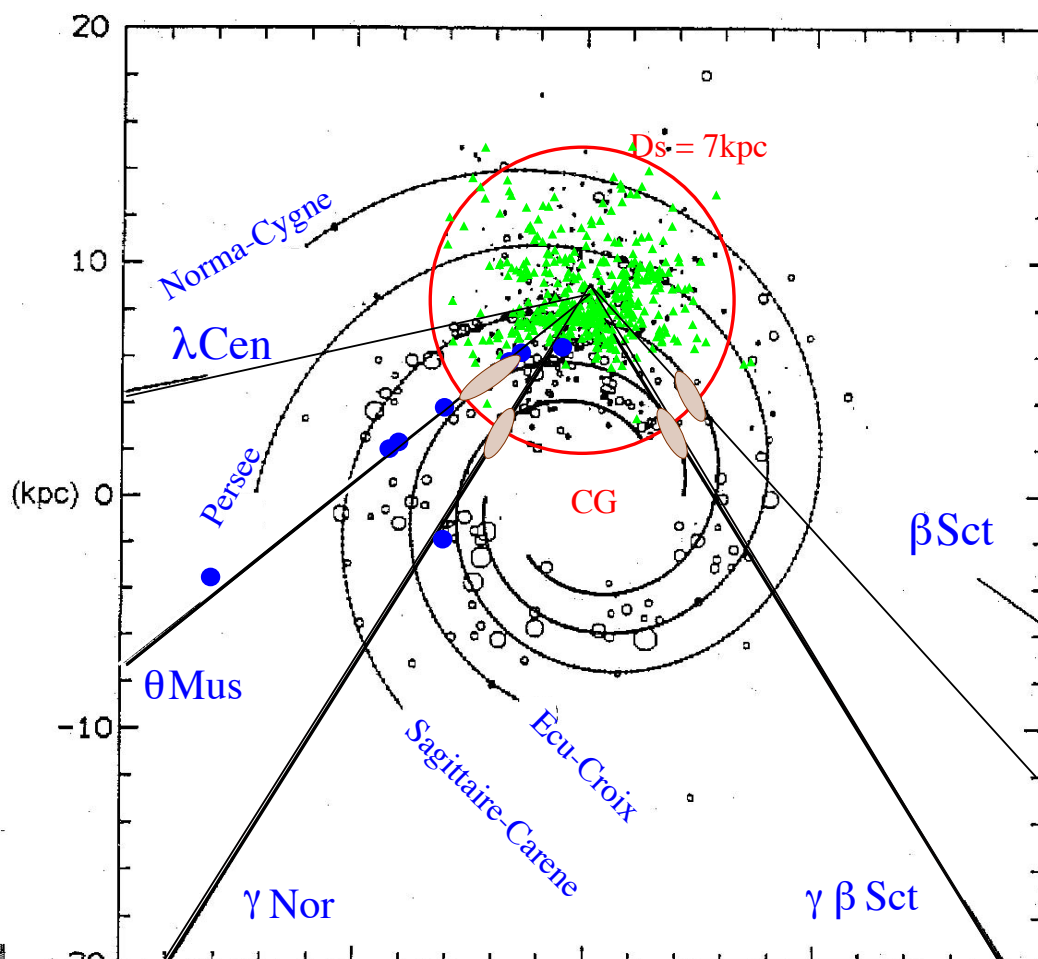


FIG. 7.20 – Estimation des distances dans le plan galactique. Le Soleil se trouve au centre de la figure, les échelles sont en kpc. Les directions observées par EROS II sont représentées. On reporte sur ce graphique les complexes stellaires connus (cercles ouverts \circ), les céphéides connues dans la Galaxie (petits triangles \triangle). Le modèle à quatre bras de [Rus98a] est reporté. Les céphéides trouvées dans ce chapitre sont répertoriées par des gros points (\bullet) et les estimations de distance du modèle naïf (cf. §7.1) par des zones hachurées. Toutes ces estimations sont compatibles avec une distance moyenne de 7 kpc [Man97].

7.4. **Résumé des différents travaux abordés**

distributions de distance des étoiles pour les différentes directions, mais celles-ci sont comprises en majorité entre 6 et 8 kpc. La distance moyenne de 7 kpc sera donc adoptée pour les estimations de profondeur optique.

7. Estimation de la distance des populations d'étoiles suivies

8. LES MICROLENTILLES GRAVITATIONNELLES : UN OUTIL D'INVESTIGATION DE LA STRUCTURE DE LA GALAXIE

Au chapitre 1 nous avons vu que les événements de microlentille gravitationnelle observés vers le Grand Nuage de Magellan peuvent avoir deux interprétations :

- La première interprétation fait intervenir de la matière noire;
- La deuxième interprétation ne fait pas intervenir de matière noire mais nécessite d'ajuster les modèles de la Galaxie et/ou du LMC. Par exemple, l'hypothèse d'un disque maximal qui peut expliquer l'essentiel de la courbe de rotation de la Galaxie sans faire intervenir de halo sombre, pourrait aussi expliquer l'observation d'un certain taux d'événements de microlentille.

Le sujet de cette thèse porte sur une meilleure connaissance de la structure de la Galaxie, en particulier de son disque. Pour ce faire l'expérience EROS II effectue un suivi photométrique d'environ 9 millions d'étoiles dans 4 directions du plan galactique éloignées du Centre Galactique. La description de ce programme, appelé programme BRAS SPIRAUX, a été faite au chapitre 3. Au chapitre 5 nous avons effectué une recherche d'événements de microlentille gravitationnelle sur ces étoiles et trouvé 7 candidats. Au chapitre 7 nous avons décrit différentes méthodes d'estimation de la distance des populations stellaires suivies par EROS II dans ces directions; la distance moyenne de 7 kpc a été retenue.

Dans ce dernier chapitre nous allons interpréter les événements de microlentille gravitationnelle dans le cadre de l'étude de la structure de la Galaxie. Dans le §8.1 nous rappelons l'intérêt de l'utilisation de la profondeur optique et de la distribution de durée des événements. Le §8.2 donne une description succincte des différentes composantes de la Galaxie et nous y présentons les différents modèles utilisés. Au §8.3 nous comparons nos estimations de profondeur optique et les distributions de durée des événements aux prédictions des modèles.

8.1 La profondeur optique, taux, nombre d'événements

Nous avons vu dans le chapitre 2 que la profondeur optique τ représente la probabilité qu'une étoile subisse à un instant donné un effet de microlentille avec une amplification supérieure à 34%. Cette quantité possède l'avantage d'être indépendante de la distribution

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

de masse et de vitesse des lentilles; seule la distribution spatiale entre dans le calcul. Il n'en est pas de même lorsqu'on veut parler de nombre ou de taux d'événements. Pour celà nous décrivons au préalable les différentes distributions de masse et de vitesse des lentilles; puis nous décrivons le calcul de la distribution de durée, du taux et du nombre d'événements attendus.

8.1.1 La distribution de masse des déflecteurs

La distribution en nombre des déflecteurs dans la gamme de masse $[M, M + dM]$ à la position \vec{r} , d'une composante i de la Galaxie peut s'écrire :

$$\left(\frac{dn}{dM}(\vec{r}, M) \right)_i dM = g(M)_i \frac{\rho_i(\vec{r})}{M_i} dM, \quad (8.1)$$

l'indice i désignant une composante galactique (disque, halo ou bulbe).

La fraction $g(M)_i dM$ d'objets de masse dans la gamme $[M, M + dM]$ relevant de la structure i , supposée indépendante de \vec{r} , est normalisée par :

$$\int_{M_{min}}^{M_{max}} dM g(M)_i = 1. \quad (8.2)$$

La distribution totale du nombre de déflecteurs en \vec{r} peut s'écrire alors :

$$\frac{dn}{dM}(\vec{r}, M) = g(M)_D \frac{\rho_D(\vec{r})}{M_D} + g(M)_B \frac{\rho_B(\vec{r})}{M_B} + g(M)_H \frac{\rho_H(\vec{r})}{M_H}, \quad (8.3)$$

où D, B, H représentent respectivement le disque, le bulbe et le halo.

Le modèle de masse le plus simple est celui où tous les objets ont la même masse, soit :

$$g(M) = \delta(M - M_0) \quad (8.4)$$

où δ est la distribution de Dirac. Un autre modèle est celui de Salpeter :

$$g(M) = \alpha \left(\frac{M}{M_{min}} \right)^{-\alpha} \frac{1}{M} H(M - M_{min}), \quad (8.5)$$

où α est appelé la pente de la fonction de masse (cf. page 13). Les valeurs typiques de α sont comprises entre 1 et 2 (en 1955 *Salpeter* [Sal55] a obtenu une première valeur pour α , à savoir 1.35).

8.1.2 La distribution de vitesse

La durée Δt d'un événement s'exprime en fonction de la masse M de la lentille, de sa vitesse transverse relative V_t , de la distance D_s de la source et du paramètre x définissant le rapport de la distance observateur-lentille à la distance observateur-source :

$$\Delta t = \frac{1}{V_t} \sqrt{\frac{4GM}{c^2} D_s x(1-x)}. \quad (8.6)$$

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

Les vecteurs vitesses se décomposent en une partie longitudinale et une partie transverse :

$$\vec{V} = \vec{V}_{//} + \vec{V}_T = \vec{V}_T + (\vec{V} \cdot \vec{u})\vec{u}, \quad (8.9)$$

ce qui donne :

$$\vec{V}_T = \vec{V}_D - (1-x)\vec{V}_0 - x\vec{V}_S - \left((\vec{V}_D - (1-x)\vec{V}_0 - x\vec{V}_S) \cdot \vec{u} \right) \vec{u}, \quad (8.10)$$

où \vec{u} est un vecteur unitaire parallèle à ligne de visée observateur-source ayant pour composantes dans le repère (r, θ, z) (cf. figure 8.1) :

$$\vec{u} = (\cos b \cos l, \cos b \sin l, \sin b). \quad (8.11)$$

Mouvement relatif de l'observateur par rapport à la rotation d'ensemble de la Galaxie

Une correction, dite correction d'apex, permet d'exprimer le mouvement du Soleil par rapport au Référentiel Local de Repos (LSR pour *Local Standard of Rest*). Ce système de référence est en rotation circulaire autour du Centre Galactique, et coïncide à chaque instant avec le Soleil. Il est défini de telle sorte que la valeur moyenne des vecteurs vitesses des étoiles proches est nulle. Ainsi la vitesse de l'observateur par rapport au Centre Galactique est :

$$\vec{V}_0 = \vec{V}_{rot,\odot} + \vec{V}_{\odot/LSR} = (0, V_{rot,\odot}, 0) + (U_0, V_0, W_0) \quad (8.12)$$

où U_0 , V_0 et W_0 sont les composantes de la vitesse du Soleil vers l'Apex dans la base (r, θ, z) attachée au LSR. Nous adopterons les valeurs [Rus98a], $U_0 = 10.4$ km/s, $V_0 = 14.8$ km/s, $W_0 = 7.3$ km/s. Cette correction est explicitement prise en compte dans nos programmes de simulation.

8.1.3 Profondeur optique, durée, taux et nombre d'événements

La profondeur optique pour des étoiles sources situées à la même distance

Rappelons le détail du calcul de la profondeur optique mené au chapitre 2. La profondeur optique vers une cible donnée représente la fraction du ciel couverte par les disques d'Einstein de toutes les lentilles observables situées entre l'observateur et la cible. A une distance D_d le nombre dn_{lens} de déflecteurs dans l'angle solide $d\Omega$, de masse comprise entre $[M, M + dM]$ est donné par :

$$dn_{lens} = \frac{\rho(D_d)g(M)}{M} d\Omega D_d^2 dM dD_d, \quad (8.13)$$

8.1. La profondeur optique, taux, nombre d'événements

où $\rho(D_d)$ est la densité de masse des défecteurs. Chaque lentille occupant une surface πR_E^2 la contribution à la profondeur optique de ces objets est donnée par :

$$d\tau(M, M+dM) = \int_0^{D_s} \frac{\pi R_E^2}{d\Omega D_d^2} dn_{lens} , \quad (8.14)$$

avec $R_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_d(D_s - D_d)}{D_s}}$. La profondeur optique totale τ vaut donc :

$$\begin{aligned} \tau &= \int_{M_{min}}^{M_{max}} d\tau(M, M+dM) \\ &= \int_{M_{min}}^{M_{max}} \int_0^{D_s} \frac{4\pi G}{c^2} \rho(D_d) \frac{D_d(D_s - D_d)}{D_s} g(M) dM dD_d \\ &= \int_{M_{min}}^{M_{max}} g(M) dM \int_0^{D_s} \frac{4\pi G}{c^2} \rho(D_d) \frac{D_d(D_s - D_d)}{D_s} dD_d \\ &= \int_{M_{min}}^{M_{max}} g(M) dM \frac{4\pi G}{c^2} D_s^2 \int_0^1 \rho(x) x(1-x) dx \\ &= \frac{4\pi G}{c^2} D_s^2 \int_0^1 \rho(x) x(1-x) dx , \end{aligned} \quad (8.15)$$

où $x = D_d/D_s$ est le rapport entre les distances observateur-défecteur et observateur-source. Cette expression est indépendante de la distribution de masse des lentilles $g(M)$.

Taux et nombre d'événements attendus

- *Une vision simple (avec 100% d'efficacité de détection)* : Le défecteur est animé d'un mouvement relatif rectiligne uniforme dans le plan de la lentille. Pour un effet de microlentille de durée $\Delta t = R_E/V_T$, de paramètre d'impact appartenant à l'intervalle $[u, u+du]$, avec l'instant du maximum t_0 dans l'intervalle de temps $[t, t+dt]$, la section efficace infinitésimale $d\sigma_{dyn}$ due à un défecteur (caractérisé par R_E et V_T) s'écrit (cf. figure 8.2) :

$$d\sigma_{dyn} = 2R_E V_T du dt . \quad (8.16)$$

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

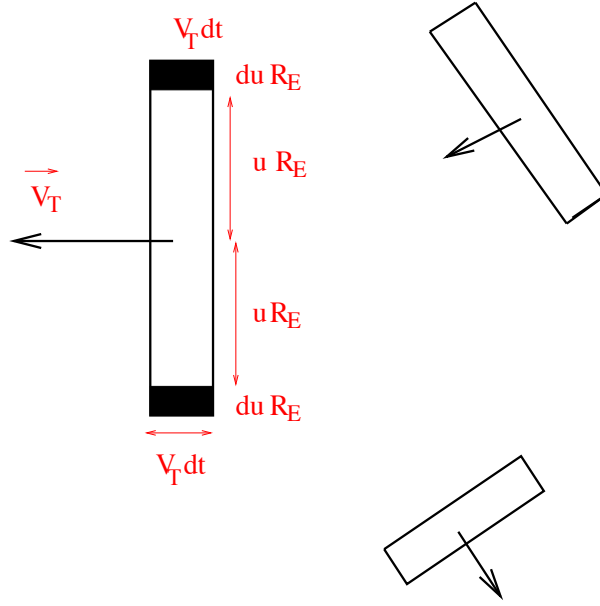


FIG. 8.2 – Illustration de la section efficace infinitésimale couverte par les déflecteurs (de vitesse transverse relative V_T et de paramètre d'impact compris entre u et $u + du$) durant une durée infinitésimale dt . Cette section efficace vaut : $2R_E V_T du dt = 2 \frac{R_E^2}{\Delta t} du dt$.

Ainsi le nombre N d'événements microlentilles attendu avec un paramètre d'impact inférieur à u_0 , avec un instant du maximum t_0 entre 0 et T_{obs} , s'écrit :

$$\begin{aligned}
 N &= N_{obs} \sum_{\text{déflecteurs}} 2R_E V_T \int_0^{u_0} \int_0^{T_{obs}} du dt \\
 N &= N_{obs} \frac{2}{\pi} \sum_{\text{déflecteurs}} \frac{\pi R_E^2}{\Delta t} \int_0^{u_0} \int_0^{T_{obs}} du dt , \quad (8.17)
 \end{aligned}$$

où N_{obs} est le nombre d'étoiles sources observées.

La somme discrète $\sum_{\text{déflecteurs}}$ peut être approchée par des intégrales sur les caractéristiques des déflecteurs, distribution de masse $g(M)$, de vitesse transverse $f(V_T)$, de distance x :

$$N = N_{obs} \frac{2}{\pi} \int_{M_{min}}^{M_{max}} \int_0^1 \frac{\rho(x)}{M} g(M) \int_{V_T} f(V_T) \frac{\pi R_E^2}{\Delta t(x, M, V_T)} \int_0^{u_0} \int_0^{T_{obs}} dM dx dV_T du dt , \quad (8.18)$$

$$N = N_{obs} \frac{8G}{c^2} D_s^2 \int_{M_{min}}^{M_{max}} g(M) \int_0^1 \rho(x) x(1-x) \int_{V_T} \frac{f(V_T)}{\Delta t(x, M, V_T)} \int_0^{u_0} \int_0^{T_{obs}} dM dx dV_T du dt \quad (8.19)$$

Considérons le cas simple où toutes les lentilles sont à la même distance $\rho(x) = \rho_0 \delta(D_d)$, ont toutes la même masse $g(M) = \delta(M - M_0)$ et la même vitesse transverse, alors le

8.1. La profondeur optique, taux, nombre d'événements

nombre d'événements attendu avec un paramètre d'impact inférieur à u_0 devient :

$$N = \frac{2}{\pi} N_{obs} T_{obs} u_0 \frac{1}{\Delta t} \tau, \quad (8.20)$$

où τ est la profondeur optique définie précédemment.

Dans le cas général les lentilles sont caractérisées par une distribution de masse $g(M)$, une distribution de vitesse transverse $f(V_T)$ et sont distribuées en distance. La distribution de V_T des lentilles de masse M situées à la position x se traduit par une distribution de durée Δt des événements $P_{x,M}(\Delta t)$. L'intégrale donnant N peut alors être reformulée comme suit :

$$N = N_{obs} \frac{8G}{c^2} D_s^2 \int_{M_{min}}^{M_{max}} g(M) \int_0^1 \rho(x) x(1-x) \int_{\Delta t} P_{x,M}(\Delta t) \frac{1}{\Delta t} \int_0^{u_0} \int_0^{T_{obs}} dM dx d(\Delta t) du dt, \quad (8.21)$$

que nous réécrivons sous la forme :

$$N = \frac{2}{\pi} N_{obs} T_{obs} u_0 \frac{1}{\overline{\Delta t}} \tau, \quad (8.22)$$

où $\overline{\Delta t}$ est défini à partir de la moyenne de la distribution de $1/\Delta t$:

$$\frac{1}{\overline{\Delta t}} = \frac{\int_{M_{min}}^{M_{max}} g(M) \int_0^1 \rho(x) x(1-x) \int_{\Delta t} P(\Delta t) \frac{1}{\Delta t} dM dx d(\Delta t)}{\int_{M_{min}}^{M_{max}} g(M) \int_0^1 \rho(x) x(1-x) \int_{\Delta t} P(\Delta t) dM dx d(\Delta t)}, \quad (8.23)$$

soit, après simplification du dénominateur :

$$\frac{1}{\overline{\Delta t}} = \frac{\int_{M_{min}}^{M_{max}} g(M) \int_0^1 \rho(x) x(1-x) \int_{\Delta t} P(\Delta t) \frac{1}{\Delta t} dM dx d(\Delta t)}{\int_0^1 \rho(x) x(1-x) dx}, \quad (8.24)$$

Le taux d'événement est alors simplement :

$$\Gamma = \frac{N}{N_{obs} T_{obs}} = \frac{2}{\pi} u_0 \frac{\tau}{\overline{\Delta t}}. \quad (8.25)$$

• *Prise en compte de l'efficacité* : Définissons $\varepsilon(u, t, \Delta t)$ comme l'efficacité expérimentale de détecter un événement microlentille ayant un paramètre d'impact u , un instant du maximum t et une durée caractéristique Δt .

Le nombre expérimental d'événements attendu est alors donné par :

$$N_{exp} = N_{obs} \frac{8G}{c^2} D_s^2 \int_{M_{min}}^{M_{max}} g(M) \int_0^1 \rho(x) x(1-x) \times \int_{\Delta t} P_{x,M}(\Delta t) \frac{1}{\Delta t} \int_0^{u_0} \int_0^{T_{obs}} \varepsilon(u, t, \Delta t) dM dx dV_T du dt. \quad (8.26)$$

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

On définit une efficacité $\overline{\varepsilon(\Delta t)}$ par la moyenne :

$$\overline{\varepsilon(\Delta t)} = \frac{1}{u_0 T_{obs}} \int_0^{u_0} \int_0^{T_{obs}} \varepsilon(u, t, \Delta t) du dt . \quad (8.27)$$

La définition de l'efficacité moyenne de l'expérience par $\bar{\varepsilon} = N_{exp}/N$ permet de généraliser la formule 8.20 reliant le nombre d'événements observés à la profondeur optique :

$$N_{exp} = \frac{2}{\pi} N_{obs} T_{obs} u_0 \frac{\bar{\varepsilon}}{\Delta t} \tau . \quad (8.28)$$

8.2 Description de la Galaxie

L'étude de notre Galaxie remonte à *Galilée* qui, le premier, braqua sa lunette vers la Voie Lactée, et comprit que celle-ci était formée d'une myriade d'étoiles [Pea98]. Des progrès sensibles furent effectués par *sir William Herschel* à la fin du XVII^e siècle, qui compta les étoiles de différentes luminosités apparentes et estima leurs distances relatives en supposant qu'elles avaient toutes la même luminosité intrinsèque. Il nota ainsi que la Voie Lactée est un système aplati, aux contours irréguliers, dont le Soleil occupe le centre. Il ignorait tout de l'absorption interstellaire et prit les nuages de poussières pour de simples trous dans la distribution d'étoiles. Un siècle plus tard, l'astronome hollandais *J. Kapteyn* affina cette vue du ciel, en utilisant une plus grande quantité d'étoiles et en considérant qu'elles pouvaient avoir des luminosités intrinsèques différentes. Toutefois lui non plus ne prit pas en compte l'absorption interstellaire. Il fallut attendre jusque l'année 1930 et les travaux de *R. Trümpler* pour que l'existence de ces matériaux absorbants soit comprise. L'étude de notre Galaxie ne prit cependant son plein essor qu'après-guerre avec l'exploitation de données dans le domaine radio, permettant de s'affranchir de la grande quantité de poussières présente dans le disque galactique. Ainsi aujourd'hui les caractéristiques globales de la Galaxie sont connues. La Voie Lactée est une galaxie spirale de type Sb ou Sc, possédant un disque de matière de densité exponentiellement décroissante, avec un renflement central - le bulbe - et un halo étendu. Le Soleil se trouve dans l'un des bras, à une distance d'environ 8.5 kpc du centre de la Galaxie. Une vision schématique de notre Galaxie est présentée sur la figure 8.3.

8.2.1 Les différentes composantes

La *Voie Lactée* est un système possédant une composante sphéroïdale et un disque. La composante sphérique, qui contient l'essentiel de la masse de la Galaxie, mais qui est peu lumineuse, est elle-même subdivisée en plusieurs composantes : le noyau (~ 3 pc de diamètre), le bulbe (~ 3 kpc de rayon) et le halo sombre (≥ 50 kpc de rayon).

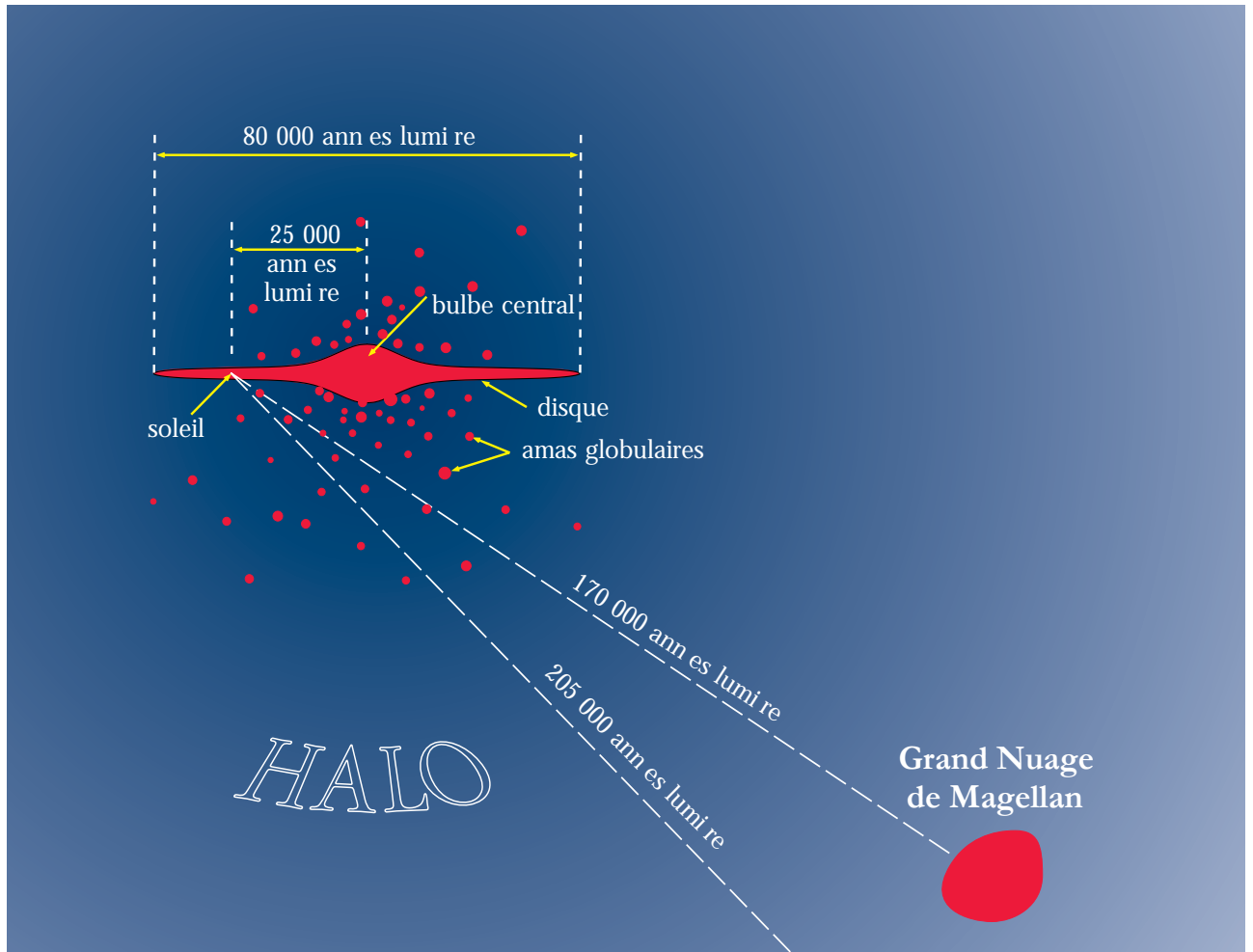


FIG. 8.3 – Une vision schématique de la Galaxie. On sépare une partie lumineuse appelée le disque, d'une structure sphéroïdale. La composante sphérique, qui contient l'essentiel de la masse, est divisée en trois sous-structures : le noyau (~ 3 pc de diamètre), le bulbe (~ 3 kpc de rayon) et le halo (~ 50 kpc de rayon). Le disque, dans lequel se trouve le Soleil, est une structure plate, s'étendant sur environ 20 kpc de rayon. Les étoiles vieilles, peu lumineuses, se répartissent uniformément, et les étoiles jeunes et lumineuses, se localisent dans les bras spiraux. Les Nuages de Magellan sont des galaxies naines satellites de la nôtre, situées hors du plan galactique.

Les étoiles de la Galaxie peuvent être cataloguées dans deux populations [Row96] : (a) *Population I*, des étoiles jeunes et brillantes ne se trouvant que dans le disque, associées à du gaz, de la poussière et des régions de formation d'étoiles; (b) *Population II*, des étoiles âgées, de faible luminosité et de faible métallicité. Les étoiles des amas globulaires font partie de la *Population II*.

Chacun de ces éléments, associé à différentes phases de l'évolution de la Galaxie [Row96], présente une composition et des propriétés dynamiques et cinématiques propres. Nous donnons ci-dessous les distributions de densité et de vitesse des différents consti-

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

tuants, ainsi que les contributions à la vitesse de rotation d'ensemble. Nous présentons d'abord les composantes lumineuses (bulbe central et disque mince) puis les parties « sombres » (halo et disque épais).

Le disque mince

Le disque mince est la partie visible de la Galaxie dans le plan galactique. Cette structure est peu épaisse, quelques centaines de parsecs, et axisymétrique. Les étoiles continuent de s'y former, essentiellement dans les bras spiraux, qui résultent probablement du passage d'une onde tournante de densité. Notre position interne au disque ne nous permet pas d'observer les bras dans leur totalité. Cependant ces bras sont tracés par les associations d'étoiles jeunes, comme nous l'avons vu au chapitre 7, et par la raie à 21 cm de l'hydrogène neutre. Des quantités telles que la masse du disque, son mouvement de rotation et ses dimensions caractéristiques sont connus avec une précision bien moindre que pour d'autres galaxies.

La distribution de densité du disque est modélisée par une double exponentielle s'écrivant en coordonnées cylindriques :

$$\rho_{\text{mince}}(R, z) = \rho_0 \exp\left(\frac{-(R - R_0)}{R_{d,\text{mince}}}\right) \exp\left(\frac{-|z|}{H_{\text{mince}}}\right), \quad (8.29)$$

où R et z sont les coordonnées cylindriques centrées sur la Galaxie, ρ_0 est la contribution à la densité locale (au niveau du Soleil) provenant du disque, R_0 est la distance Soleil-Centre Galactique (nous utilisons la valeur $R_0 = 8.5$ kpc), H_{mince} est l'échelle de hauteur et $R_{d,\text{mince}}$ l'échelle de longueur. La colonne de densité, intégrée sur z jusqu'à l'infini à une distance héliocentrique donnée R s'écrit :

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \exp\left(\frac{-(R - R_0)}{R_{d,\text{mince}}}\right), \quad (8.30)$$

où Σ_0 représente la colonne de densité de masse au voisinage du Soleil, reliée à la densité volumique par $\Sigma_0 = 2\rho_0 H_{\text{mince}}$. La masse totale du disque est égale à :

$$M_{\text{disque mince}} = 2\pi \Sigma_0 R_{d,\text{mince}}^2 \exp\left(\frac{R_0}{R_{d,\text{mince}}}\right). \quad (8.31)$$

La barre du Centre Galactique

La présence d'une structure en barre dans le plan de la Galaxie a été invoquée pour la première fois pour rendre compte du mouvement non circulaire des régions HI près du Centre Galactique [de 64]. Son existence est maintenant bien établie par différentes méthodes, incluant des mesures photométriques [Dwe95], des études dynamiques du gaz

[Bin91] ou d'étoiles [Zha96b], des comptages d'étoiles brillantes [Sta94] et les comptages d'événements de microlentille gravitationnelle [Han96].

Il existe différentes modélisations du bulbe; nous utiliserons le modèle G2 de [Dwe95], avec un profil de densité (en coordonnées cartésiennes) :

$$\rho_{\text{bulbe}}(x, y, z) = \frac{M_{\text{bulbe}}}{8\pi abc} \exp\left(-\frac{1}{2} \times \left[\left(\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2}\right)^2 + \frac{z^4}{c^4}\right]^{1/2}\right) \quad (8.32)$$

où M_{bulbe} est la masse du Bulbe, et a , b et c sont les facteurs d'échelle. Les paramètres de la barre sont assez mal connus.

Sa masse totale est d'environ 1 à $3 \times 10^{10} M_{\odot}$. La barre est assez prononcée avec des rapports d'axe (3:1:1). Le grand axe, situé dans le plan du disque, fait un angle Φ assez petit (de 10 à 45°) par rapport à la ligne Soleil-Centre Galactique. La longueur a est comprise dans la fourchette 1.5 à 3 kpc, le rapport d'axe b/a est dans la gamme $[0.1; 0.5]$, et l'échelle de hauteur verticale est $c = 200$ à 500 pc [Zha96a].

Le halo sombre

Dans la partie externe de la Galaxie on trouve les amas globulaires contenant les étoiles les plus vieilles de la Galaxie, et aussi des étoiles (vieilles) de grande vitesses. L'âge des étoiles montre que c'est dans cette partie sphéroïdale que les premières étoiles se sont formées. Nous avons vu au chapitre 1 que les vitesses de rotation des galaxies ne diminuent pas au-delà de la partie lumineuse, laissant supposer l'existence d'un halo sombre, peu dense mais très étendu et très massif. Toutefois sa forme, sphérique ou aplatie, et sa masse sont encore mal connus. Pour comprendre la courbe de rotation de la Galaxie on peut supposer l'existence d'un halo de masse presque dix fois supérieure à la composante visible de la Galaxie.

Le modèle le plus simple est celui d'une sphère isotherme de particules en équilibre hydrostatique avec les forces de gravité. La paramétrisation généralement utilisée pour éviter une singularité au Centre Galactique est :

$$\rho_{\text{halo}}(R) = \rho_{h\odot} \frac{R_c^2}{R_c^2 + R^2}, \quad (8.33)$$

où R_c est le rayon de cœur du halo et $\rho_{h\odot}$ est la contribution du halo à la densité autour du Soleil.

Des modèles de halo plus sophistiqués ont été proposés [Eva94b]. Ces modèles généralisent le modèle sphérique avec la possibilité d'un aplatissement plus ou moins prononcé. En coordonnées cylindriques la paramétrisation de la distribution de densité de masse s'écrit alors :

$$\rho_{\text{halo}}(R, z) = \frac{v_0^2 R_c^\beta}{4\pi G q^2} \frac{R_c^2(1 + 2q^2) + R^2(1 - \beta q^2) + z^2(2 - (1 + \beta)/q^2)}{(R_c^2 + R^2 + z^2/q^2)^{(\beta+4)/2}} \quad (8.34)$$

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

Les ingrédients de ces modèles appelés « modèles en lois de puissance » sont les suivants [Alc95a]:

- Le rayon de cœur R_c du halo;
- Le paramètre β , définissant le comportement asymptotique de la courbe de rotation de la Galaxie :

$$\beta \equiv -\lim_{R \rightarrow \infty} \frac{d \log v_{rot}^2(R)}{dR} \quad (8.35)$$

La valeur de β est inconnue puisque la vitesse de rotation des étoiles, au-delà de 20 kpc, n'est pas mesurée. La valeur $\beta = 0$ correspond à une courbe de rotation plate, $\beta > 0$ (resp. $\beta < 0$) correspond à une courbe de rotation croissante (resp. décroissante);

- Le paramètre q donne l'aplatissement du halo et est fixé par le rapport des axes des équipotentielles gravitationnelles du halo; si $q < 1$ le halo est aplati et circulaire (en forme de galette), si $q > 1$ le halo est allongé verticalement (en forme de cigare), si $q = 1$ il est sphérique;
- Une vitesse de normalisation v_0 calculable à partir de la vitesse circulaire v_{rot} au niveau du Soleil :

$$v_0^2 = v_{rot}^2 \frac{R_c^2 + R_0^2}{R_0^2} \quad (8.36)$$

La figure 8.4 illustre la gamme de valeurs possibles pour les paramètres q et β . La courbe en pointillés sépare les modèles présentant des creux (« dimpled ») au niveau des pôles, de ceux restant parfaitement elliptiques.

Le disque épais

Le gaz qui n'a pas été utilisé pour former les étoiles du halo a formé un disque en rotation, d'une épaisseur d'environ 1 kpc, formé d'étoiles vieilles et peu brillantes. La distribution de densité de ce disque épais est modélisée par une double exponentielle s'écrivant en coordonnées cylindriques :

$$\rho_{\text{épais}}(R, z) = \rho_0 \exp\left(\frac{-(R - R_0)}{R_{d,\text{épais}}}\right) \exp\left(\frac{-|z|}{H_{\text{épais}}}\right), \quad (8.37)$$

où les différents paramètres ont la même signification que pour le disque mince. Les valeurs des différents paramètres du disque épais sont encore assez mal connus.

8.2.2 *Les distributions de vitesse*

Chaque composante de la Galaxie possède des propriétés cinématiques propres. Nous allons donner ici les distributions de vitesse transverse attendues pour chaque composante. Ces distributions seront utilisées pour le calcul de la durée, du taux et du nombre d'événements.

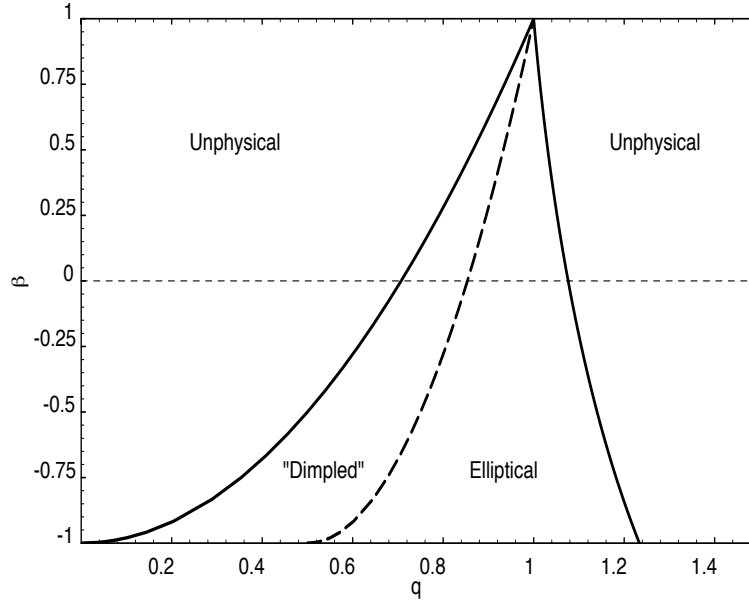


FIG. 8.4 – Gamme de valeurs permises pour les paramètres q et β décrivant les halos en loi de puissance (figure tirée de [Pal97a]).

Le disque

Lorsque les protagonistes de l'effet de lentille sont tous des objets du disque, la vitesse transverse relative de la lentille peut être en moyenne assez petite pour justifier un examen détaillé de l'influence des dispersions des vitesses individuelles. Nous allons donc tout d'abord établir la vitesse transverse relative moyenne tenant compte des mouvements d'ensemble de la Galaxie. Dans le disque de la Galaxie le mouvement moyen de chaque protagoniste (observateur, lentille et source) est un mouvement de rotation autour du centre galactique; toutefois, étant situés à des distances galactocentriques différentes, ces objets ne tournent pas à la même vitesse.

- *Rotation d'ensemble de la Galaxie*: La Galaxie ne tourne pas comme un corps solide mais il existe en chaque point un champ de vitesse d'ensemble (cf. figure 8.5). En première approximation, le mouvement des étoiles est circulaire autour du Centre Galactique. Si on note $v_{rot}(R)$ la vitesse de rotation d'une étoile, celle-ci ne dépend donc que de la distance R à l'axe de rotation (distance galactocentrique). Nous utilisons la courbe de rotation de [Bra93] dans la partie interne de la Galaxie :

$$V_{rot}(R) = V_{rot,\odot} \times \left[1.00762 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{0.0394} + 0.00712 \right], \quad (8.38)$$

avec $R_0 = 8.5$ kpc (distance Soleil-Centre Galactique) et $V_{rot,\odot} = 220$ km/s (vitesse de rotation du Soleil).

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

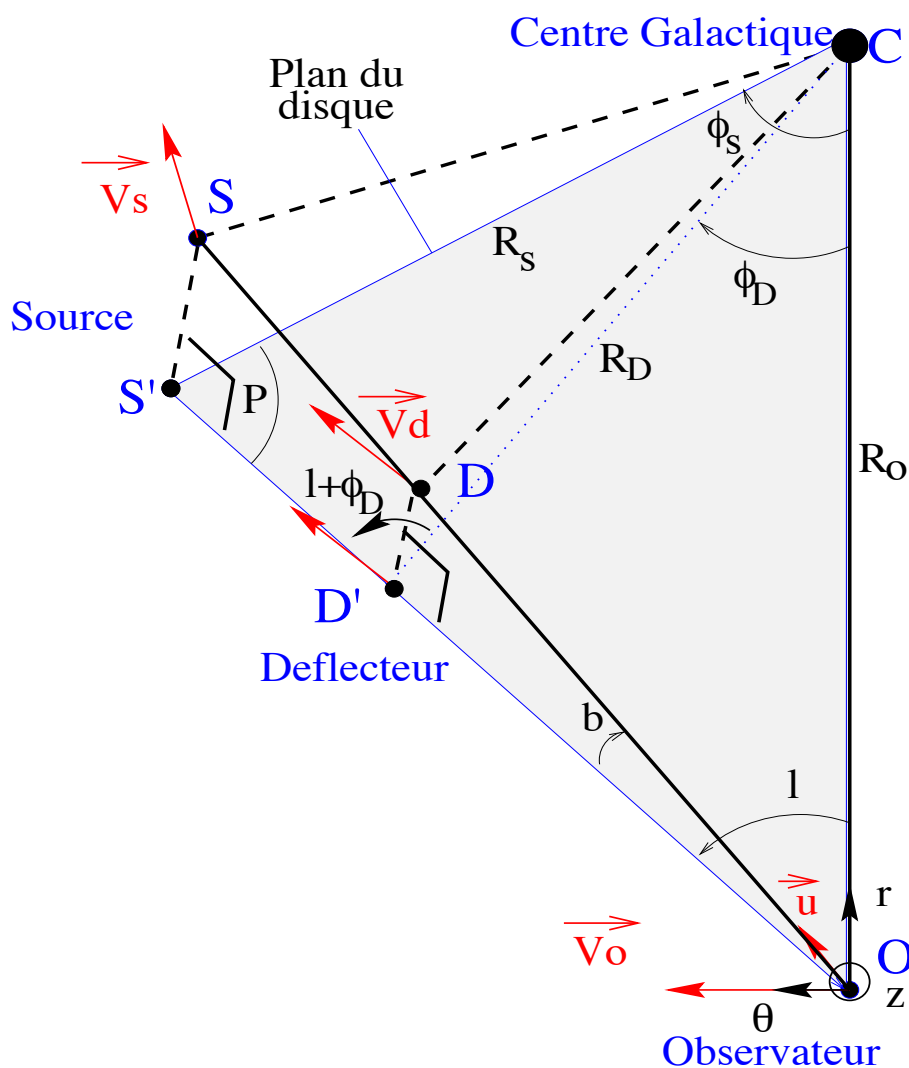


FIG. 8.5 – Vitesses moyennes par rapport au Centre Galactique de l'observateur \vec{V}_0 , du déflecteur \vec{V}_D situé en D et de la source \vec{V}_S située en S (dans la direction (b, l)). Les distances galactocentriques de l'observateur, de la lentille et de la source sont respectivement $R_0 = CO$, $R_D = CD'$ et $R_S = CS'$.

Les composantes des vecteurs de vitesse d'ensemble peuvent alors être exprimés, dans le repère (r, θ, z) lié au Soleil sous la forme :

$$\vec{V}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ V_{rot, \odot} \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{V}_D = \begin{pmatrix} V_{rot}(R_D) \sin \Phi_D \\ V_{rot}(R_D) \cos \Phi_D \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{V}_S = \begin{pmatrix} V_{rot}(R_S) \sin \Phi_S \\ V_{rot}(R_S) \cos \Phi_S \\ 0 \end{pmatrix},$$

où les angles $\phi_{D,S}$ sont donnés par :

$$\cos \Phi_D = \frac{\vec{C}\vec{D}' \cdot \vec{C}\vec{O}}{R_D R_0} = \frac{(\vec{C}\vec{O} + \vec{O}\vec{D}') \cdot \vec{C}\vec{D}}{R_D R_0} = \frac{R_0 - OD \cos b \cos l}{R_D} \quad (8.39)$$

$$\sin \Phi_D = \text{sign}(l) \times \sqrt{1 - \cos^2 \Phi_D} , \quad (8.40)$$

où $R_D = CD'$ est la distance galactocentrique de la lentille, et OD sa distance héliocentrique.

De même l'angle ϕ_S est donné par :

$$\cos \Phi_S = \frac{\vec{C}\vec{S}' \cdot \vec{C}\vec{O}}{R_S R_0} = \frac{R_0 - OS \cos b \cos l}{R_S} \quad (8.41)$$

$$\sin \Phi_S = \text{sign}(l) \times \sqrt{1 - \cos^2 \Phi_S} . \quad (8.42)$$

Pour un objet de coordonnées galactiques (b, l) , la distance galactocentrique R est reliée à la distance héliocentrique d par :

$$R^2 = d^2 \cos^2 b + R_0^2 - 2dR_0 \cos b \cos l . \quad (8.43)$$

• *Ellipsoïde de dispersion de vitesse* : On fait l'hypothèse que la répartition des vitesses résiduelles des objets du disque est ellipsoïdale, c'est-à-dire que dans l'espace des vitesses les couches d'égale densité sont des ellipsoïdes. Nous allons supposer que la composante aléatoire dans chaque direction (r, θ, z) suit une distribution gaussienne, centrée sur zéro et de dispersion $(\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z)$. Les axes principaux de l'ellipsoïde des vitesses en un point sont alors selon les directions du repère local (r, θ, z) . Nous utilisons les estimations σ_r , σ_θ et σ_z pour obtenir la dispersion de vitesse transverse σ_T dans le plan de la lentille par rapport à la ligne de visée. Cette dispersion est le résultat de la dispersion selon z (σ_{T_\perp} perpendiculaire au plan du disque) et de la projection $\sigma_{T_{//}}$ des dispersions selon r et θ (parallèles au disque) dans le plan du déflecteur. Si b est petit, la dispersion de la composante de V_T perpendiculaire au plan du disque est $\sigma_{T_\perp} \sim \sigma_z$, et la dispersion de vitesse transverse parallèle au disque est elle-même une gaussienne de largeur $\sigma_{T_{//}}$, reliée à σ_r et σ_θ par (cf. appendice A) :

$$\sigma_{T_{//}}^2 = \sin^2(l + \phi) \sigma_r^2 + \cos^2(l + \phi) \sigma_\theta^2 . \quad (8.44)$$

La table 8.1 donne les ellipsoïdes de dispersion de vitesses pour différentes populations stellaires du disque. Nous utiliserons les valeurs suivantes pour la simulation des vitesses des déflecteurs :

- pour le disque mince : $\sigma_r = 34$ km/s, $\sigma_\theta = 28$ km/s et $\sigma_z = 20$ km/s, correspondant à une population de déflecteurs de faible luminosité;
- pour le disque épais : $\sigma_r = 51$ km/s, $\sigma_\theta = 38$ km/s et $\sigma_z = 35$ km/s.

Les étoiles sources sont supposées être des objets jeunes et avoir une dispersion de vitesse négligeable.

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

Objets	σ_r	σ_θ	σ_z
Gaz interstellaire	7	7	5
Étoiles B	10	8	6
Supergéantes	13	10	8
Amas ouverts	20	11	8
Étoiles A	24	11	9
Var. semi-régulières	38	23	19
Mira Ceti	38	30	29
sous-géantes	43	27	23
Étoiles dM-dG	48	29	24
Disque mince	34	28	20
Disque épais	51	38	35

TAB. 8.1 – Les ellipsoïdes de dispersion de vitesses pour différentes composantes de la Galaxie (d'après [Pec59], [Ohj94b] et [Ohj94a]).

• *La distribution de vitesse transverse relative*: A partir des vitesses moyennes et des distributions des composantes aléatoires dans le plan perpendiculaire à la ligne de visée, nous pouvons déduire la distribution de la vitesse transverse de la lentille relative à la ligne de visée avec la règle de composition des vitesses établie précédemment. Le calcul complet de cette distribution est mené en appendice A; nous ne présentons ici que le résultat. Si $\langle V_x \rangle$ est la composante de la vitesse transverse relative moyenne parallèle au disque (obtenue en ne considérant que les mouvements d'ensemble), et $\langle V_z \rangle$ est la composante orthogonale au disque, la distribution recherchée en V_T peut s'écrire sous la forme :

$$\rho(V_T) = 2 \int_{-V_T - \langle V_x \rangle}^{V_T - \langle V_x \rangle} dw_x \frac{\exp\left(-\left[\frac{v_x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{\sqrt{V_T^2 - (\langle V_x \rangle + v_x)^2} - \langle V_z \rangle}{2\sigma_z^2}\right]\right)}{\sqrt{1 - \frac{(\langle V_x \rangle + v_x)^2}{V_T^2}}} \quad (8.45)$$

Le bulbe

Cette structure ne semble pas avoir de mouvement de rotation d'ensemble mais présente une grande dispersion de vitesse. Si la source et la lentille sont toutes deux situées dans le bulbe on peut alors négliger le mouvement relatif de l'observateur autour du Centre Galactique (la distance Soleil-lentille étant très supérieure à la distance lentille-source). La distribution des vitesses est alors Maxwellienne, et peut s'exprimer sous la forme :

$$f_V(v)dv = \frac{1}{(2\pi\sigma_b^2)^{3/2}} e^{-v^2/2\sigma_b^2} 4\pi v^2 dv, \quad (8.46)$$

avec une dispersion de vitesses $\sigma_b \sim 156\text{km/s}$.

Le halo

Le halo est lui aussi une structure sans mouvement de rotation d'ensemble. La distribution de vitesse $f_V(v)$ des objets du halo est également Maxwellienne avec une dispersion $\sigma_H \sim 150$ km/s. La distribution de vitesse transverse relative correspondante des objets du halo sphérique et isotherme suit une distribution de la forme :

$$f_T(v_T)v_T dv_T d\theta = \frac{1}{\sigma_H^2} v_T \exp\left(-\frac{v_T^2}{2\sigma_H^2}\right) dv_T d\theta \quad (8.47)$$

Dans le cas des modèles de Evans les dispersions selon r et selon θ sont données dans la référence [Eva94a].

8.2.3 Contraintes observationnelles

Les contraintes sur les paramètres observables données dans ce paragraphe sont issues essentiellement de trois références : l'une est générale sur les microlentilles [Rou97], la deuxième [Sac97] est spécifique à l'étude du disque, la troisième ([Mer98a] et [Mer98b]) est une synthèse de différents travaux.

La courbe de rotation de la Galaxie

La vitesse de rotation en un point donné des éléments de la Galaxie résulte de l'addition des potentiels de chaque composante en ce point. La courbe de rotation mesurée de la Galaxie est présentée sur la figure 8.7.

La contribution d'une composante de symétrie cylindrique à la vitesse de rotation dans le plan du disque est donnée à partir du potentiel par :

$$v_{rot}^2 = r \frac{d\phi(r)}{dr}, \quad (8.48)$$

où Φ est le potentiel gravitationnel instauré par la composante.

- *Le disque* : La contribution du disque à la vitesse de rotation, dans le plan équatorial, est donnée par [Bin87] dans le cas d'un disque avec un profil de densité en double exponentielle comme celui que nous utilisons (un calcul complet du potentiel du disque est donné en appendice B) :

$$V_{rot,disque}^2(R) = 4\pi G \rho_{\odot} \Sigma_0 R_d e^{R_0/R_d} y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)] \quad (8.49)$$

où $y = R/(2R_d)$ et I_n et K_n sont les fonctions de Bessel modifiées.

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

• *Le bulbe* : Les distances galactocentriques que nous considérons ici sont toujours plus importantes que les dimensions caractéristiques du bulbe. Aussi nous considérons celui-ci comme une masse ponctuelle située au centre de la Galaxie, et sa contribution à la courbe de rotation de la Galaxie est donnée par :

$$V_{rot,bulbe}^2(R) \sim \frac{GM_{bulbe}}{R} \quad (8.50)$$

• *Le halo* : D'après le théorème de Gauss, la vitesse de rotation qui serait due à un halo à symétrie sphérique est obtenue par la relation $V_{rot}^2 = GM(R)/R$, où la masse $M(R)$ est celle qui est contenue à l'intérieur du rayon R , soit pour le halo standard [Bin94] :

$$V_{rot}^2(R) = 4\pi G\rho_{\odot}(R_c^2 + R_0) \left(1 - \frac{R_c}{R} \arctan \frac{R}{R_c}\right) \quad (8.51)$$

Pour les halos en loi de puissance, la vitesse de rotation dans le plan équatorial est donnée par [Pal97a] :

$$V_{rot}^2(R) = \frac{V_a^2 R_c^{\beta} R^2}{(R_c^2 + R^2)^{(\beta+2)/2}} \quad (8.52)$$

• *Courbe de rotation résultante* : La courbe de rotation s'obtient en sommant quadratiquement les vitesses de rotation qui résulteraient de chaque composante galactique :

$$V_{rot}^2(R) = V_{rot,bulbe}^2(R) + V_{rot,disque}^2(R) + V_{rot,halo}^2(R) \quad (8.53)$$

La courbe de rotation de la Voie Lactée impose des contraintes sur les modèles.

Au niveau du Soleil, la vitesse de rotation est de $v_{rot}(R_0) = 220 \pm 15$ km/s. La courbe de rotation de la Galaxie peut être mesurée à grande distance en utilisant les vitesses de rotation des amas globulaires. Ainsi la limite sur la vitesse de rotation à 60 kpc est $v_{rot}(60 \text{ kpc}) < 210$ km/s.

Les mouvements de Oort

Une contrainte supplémentaire provient de l'étude du mouvement des étoiles perpendiculairement au disque (mouvements de Oort). Dans le disque de la Galaxie, le mouvement des étoiles est approximativement circulaire, à des petits mouvements perpendiculaires au plan du disque près. La trajectoire des étoiles est la composition d'un cercle et d'une petite ellipse décrite dans le référentiel tournant et appelée épicycle [Mel93]. Définissons les deux constantes de Oort [Oor77a] :

$$A \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{v_{rot}}{R} - \frac{dv_{rot}}{dR} \right)_{R_0} \quad (8.54)$$

$$B \equiv -\frac{1}{2} \left(\frac{v_{rot}}{R} + \frac{dv_{rot}}{dR} \right)_{R_0} \quad (8.55)$$

Les mesures des vitesses relatives des étoiles proches du soleil donnent accès à ces deux constantes, dont les estimations sont [Oor77b]:

$$A = 14.5 \pm 1.5 \text{ km/s/kpc} \text{ et } B = -12 \pm 3 \text{ km/s/kpc} \quad (8.56)$$

La différence des deux constantes est égale au rapport de la vitesse circulaire du Soleil à sa distance au centre.

Une réécriture de l'équation de Poisson relie l'accélération perpendiculaire au plan galactique $K(z)$ aux constantes de Oort A et B par :

$$2(A^2 - B^2) + \frac{\partial K(z)}{\partial z} = -4\pi G \rho(z) . \quad (8.57)$$

Les contributions du disque et du halo à l'accélération verticale $K(z)$ peuvent être obtenues, dans la limite $A^2 - B^2 \simeq 0$ et $\rho \simeq \text{cte}$ autour de $z = 0$, par [Mer98a]:

$$\frac{K(z)}{2\pi G} \sim \Sigma_{\odot} + 2z\rho_{h,\odot} \quad (8.58)$$

Kuijken et Gilmore [Kui91] mesurèrent l'accélération à 1.1 kpc et en déduisirent :

$$\frac{K(z = 1.1 \text{ kpc})}{2\pi G} = 71 \pm 7 M_{\odot}/pc^2 \quad (8.59)$$

Pour obtenir la valeur de Σ_{\odot} il faut déduire la contribution du halo. Les déterminations

Matière du disque	Densité volumique $10^{-4} M_{\odot} pc^{-3}$	Colonne de densité $M_{\odot} pc^{-2}$
Étoiles SP	434	29.2
Naines brunes	35	2.7
WD+NS+RG	33	2.6
Gaz	300	12.4
Disque baryonique	810 ± 60	47 ± 4
Dynamique	760 ± 150	51 ± 6

TAB. 8.2 – Description du voisinage du Soleil [Sch97]. On donne la densité de masse et la colonne de densité sous forme d'étoiles de la séquence principale (SP), de naines brunes, de naines blanches (WD) d'étoiles à neutron (NS) et géantes rouges (RG), de gaz. La somme des différentes contributions donne la densité de masse (et la colonne de densité) sous forme baryonique dans le disque. Enfin on reporte la densité (et la colonne de densité) mesuré sous forme dynamique, à partir des mouvements de Oort [Cre98].

les plus récentes mènent à :

$$\Sigma_{\odot} = 51 \pm 6 M_{\odot}/pc^2 \quad (8.60)$$

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

Par ailleurs *Crézé et al* [Cre98], par l'étude des mouvements de Oort, obtiennent une détermination dynamique de la densité locale ρ_{dyn} :

$$\rho_{dyn} = 0.0760 \pm 0.0150 M_{\odot}/pc^3 \quad (8.61)$$

Ces valeurs sont en accord avec la contribution des populations connues dans le voisinage solaire, étoiles, résidus stellaires, gaz et poussières (cf. tableau 8.2). Ainsi il semble que la totalité de la matière baryonique connue suffise à expliquer la masse gravitationnelle observée.

Notons cependant que malgré le consensus sur l'absence de matière noire dans le disque, une ré-analyse des données de *Bahcall* [Bah84] par *Gould et al* [Gou92], a amené à des valeurs plus importantes de la contribution du disque :

$$\Sigma_{\odot} = 85 \pm 25 M_{\odot}/pc^2 \quad (8.62)$$

Une hypothèse avancée par [Mer98b] pour expliquer l'écart entre les différentes déterminations de Σ_{\odot} est la localisation du Soleil entre deux bras spiraux, à environ 2 kpc des bras spiraux du Sagittaire et de Persée. Ainsi la densité de surface au niveau du Soleil pourrait être sensiblement moins élevée que la densité moyenne à la distance galactocentrique R_0 .

8.2.4 Les deux modèles utilisés

Les modèles de la Galaxie que nous étudions combinent les différentes composantes (disque, bulbe, halo). Tout modèle doit satisfaire les contraintes qui viennent d'être exposées. L'analyse des trois premières saisons d'observations faites vers les BRAS SPIRAUX a permis de détecter sept candidats à l'effet de lentille gravitationnelle. Ce nombre assez modeste ne peut pas nous permettre de contraindre les valeurs des paramètres des modèles galactiques. La principale composante, dans notre étude, est le disque. Aussi nous n'allons considérer que deux modèles extrêmes. Le premier modèle envisagé ne présente pas de matière noire dans le disque : il possède un disque mince et un halo standard (Modèle 1). Le second modèle (Modèle 2) comprend un disque mince, un disque épais et un halo très léger. Ce modèle a une colonne de densité au niveau du Soleil $\Sigma_{\odot} = 85M_{\odot}pc^{-2}$. On se reportera au paragraphe précédent pour l'intérêt d'une telle valeur de Σ_{\odot} comme hypothèse alternative s'il existe un biais dans la détermination actuelle de la colonne de densité au niveau du Soleil.

Les 2 modèles partagent la même contribution du bulbe. Les paramètres des modèles sont résumés dans le tableau 8.3. La figure 8.7 en bas donne les courbes de rotation prédites par ces modèles.

8.3. Contraintes sur la structure de la Galaxie provenant de la recherche d'effets de microlentille

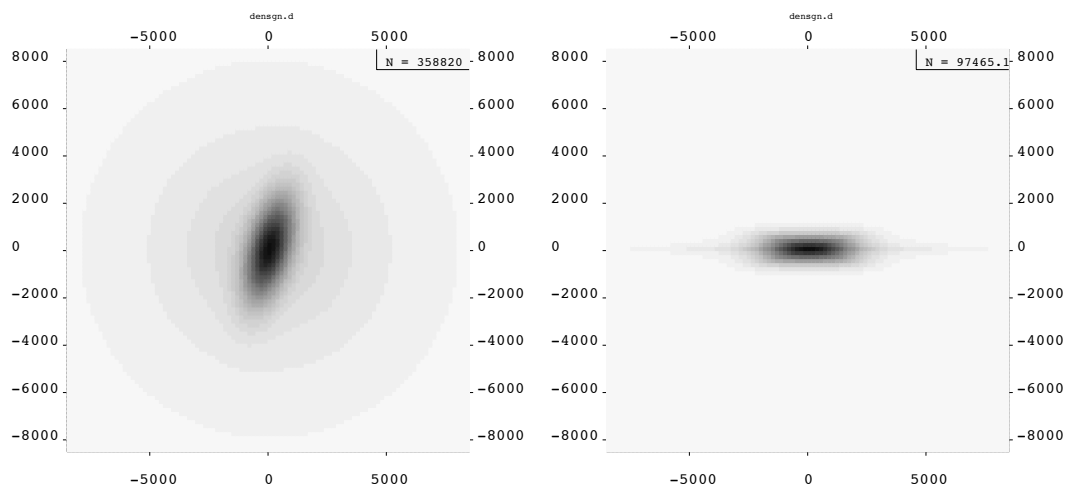


FIG. 8.6 – Profil de la distribution de densité de masse pour le modèle 1 à $b = 0^\circ$ dans le plan galactique (à gauche), dans un plan perpendiculaire (à droite). La barre située au Centre Galactique est visible sur la figure de gauche.

8.3 Contraintes sur la structure de la Galaxie provenant de la recherche d'effets de microlentille

8.3.1 Le programme de simulation

Le programme de calcul de la profondeur optique et de la distribution de durée des événements a été développé dans le groupe du LAL et a déjà été utilisé dans le cadre de la thèse B. Mansoux [Man97]. Ce programme ne procède pas par des tirages aléatoires (Monte-Carlo) mais utilise directement les distributions de masse des lentilles, de densité et de vitesse des composantes de la Galaxie.

On commence par fixer les coordonnées galactiques de la direction d'observation, puis pour chaque composante des modèles de la Galaxie, on détermine la densité volumique de masse le long de la ligne de visée et on calcule la profondeur optique en sommant les différentes contributions de chaque intervalle de distance (cf. figure 8.8).

La durée caractéristique d'un événement est donnée par $\Delta t = R_E/V_T$, et peut donc être simplement déduite des distributions de densité et des distributions de masse et de vitesse des défecteurs.

8.3.2 Utilisation de la profondeur optique

Nous avons détecté 7 candidats à l'effet de microlentille gravitationnelle. La profondeur optique et le taux d'événements sont estimés à partir des expressions des équations 8.20

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

	Paramètre	Modèle 1	Modèle 2
Bulbe			
Bulbe	a (kpc)	1.49	1.49
	b (kpc)	0.58	0.58
	c (kpc)	0.40	0.40
	$M_{\text{bulbe}} (\times 10^{10} M_{\odot})$	2.1	2.1
	Φ (deg)	15	15
Disque			
Disque mince	Σ_0 ($M_{\odot} \text{pc}^{-2}$)	50	50
	$\rho_{d\odot}$ ($M_{\odot} \text{pc}^{-3}$)	0.0770	0.0770
	H_{mince} (kpc)	0.325	0.325
	$R_{d,\text{mince}}$ (kpc)	3.5	3.5
	$M_{\text{mince}} (\times 10^{10} M_{\odot})$	4.3	4.3
Disque épais	Σ_0 ($M_{\odot} \text{pc}^{-2}$)	-	35
	$\rho_{d\odot}$ ($M_{\odot} \text{pc}^{-3}$)	-	0.0175
	$H_{\text{épais}}$ (kpc)	-	1.0
	$R_{d,\text{épais}}$ (kpc)	-	3.5
	$M_{\text{épais}} (\times 10^{10} M_{\odot})$	-	3.1
Halo			
Halo	$\rho_{h\odot}$ ($M_{\odot} \text{pc}^{-3}$)	0.008	0.003
	R_c (kpc)	5.0	5.0
	M à 60 kpc ($10^{10} M_{\odot}$)	51	7
Prédictions			
Prédictions	ρ_{\odot} ($M_{\odot} \text{pc}^{-3}$)	0.085	0.098
	V_{rot} au Soleil (km/s)	211	222
	V_{rot} à 20 kpc	203	180
	V_{rot} à 60 kpc	200	140

TAB. 8.3 – Description des paramètres des modèles de la Galaxie.

et 8.25 :

$$\Gamma = \frac{1}{N_{\text{obs}} T_{\text{obs}}} \sum_{\text{evts}} \frac{1}{\varepsilon(\Delta t)}, \quad (8.63)$$

$$\tau = \frac{1}{N_{\text{obs}} T_{\text{obs}}} \frac{\pi}{2} \sum_{\text{evts}} \frac{\Delta t}{\varepsilon(\Delta t)}. \quad (8.64)$$

où $\varepsilon(\Delta t)$ est l'efficacité moyenne de détection normalisée pour $u_0 \leq 1$, T_{obs} est la durée sur laquelle nous avons engendré nos événements simulés (870 jours vers θ Mus et 1170 jours pour les autres directions) et N_{obs} est le nombre d'étoiles étudiées. On définit l'exposition $E = N_{\text{obs}} T_{\text{obs}}$ pour une cible donnée, comme le produit du nombre d'étoiles suivies par la durée des observations.

8.3. Contraintes sur la structure de la Galaxie provenant de la recherche d'effets de microlentille

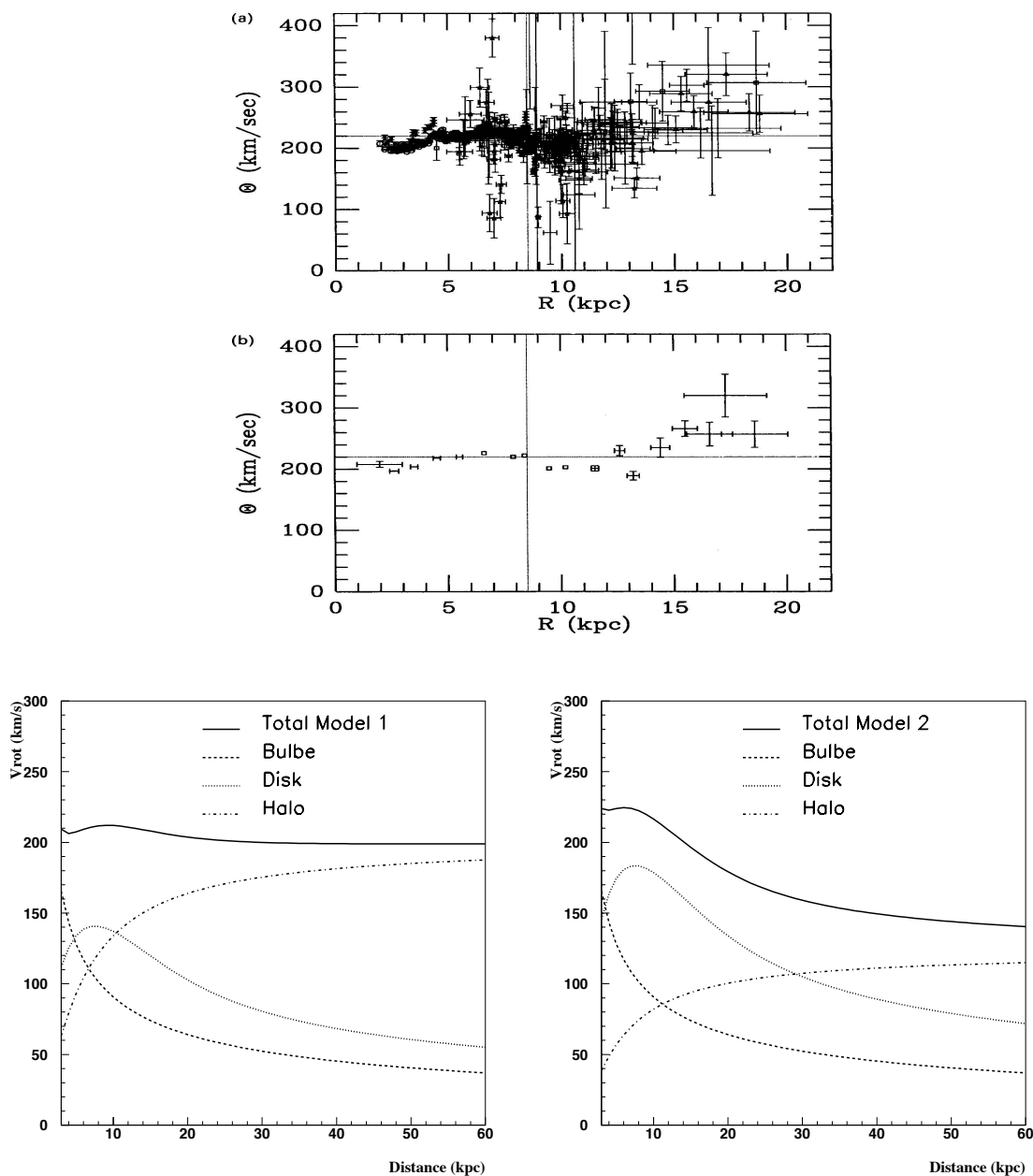


FIG. 8.7 – *Figure du haut: Courbes de rotation de la Galaxie [Fic91]. Le Soleil est supposé à 8.5 kpc du Centre Galactique et la vitesse de rotation à cette distance est $\Theta_{\odot} = 220$ km/s. (b) Courbe de rotation moyenne à partir des données de (a). Figure du bas: courbes de rotation de la Galaxie (trait plein) calculées pour le modèle 1 à gauche et le modèle 2 à droite. On sépare les contributions du disque, du halo et du bulbe.*

Incertitudes sur l'efficacité de détection

La figure 8.9 montre l'efficacité de détection $\varepsilon(\Delta t)$ en fonction de la durée Δt de l'événement. Cette efficacité a été calculée à partir d'un lot de courbes de lumières d'étoiles réelles sur lesquelles on a superposé un effet de microlentille standard simulé. Dans les

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

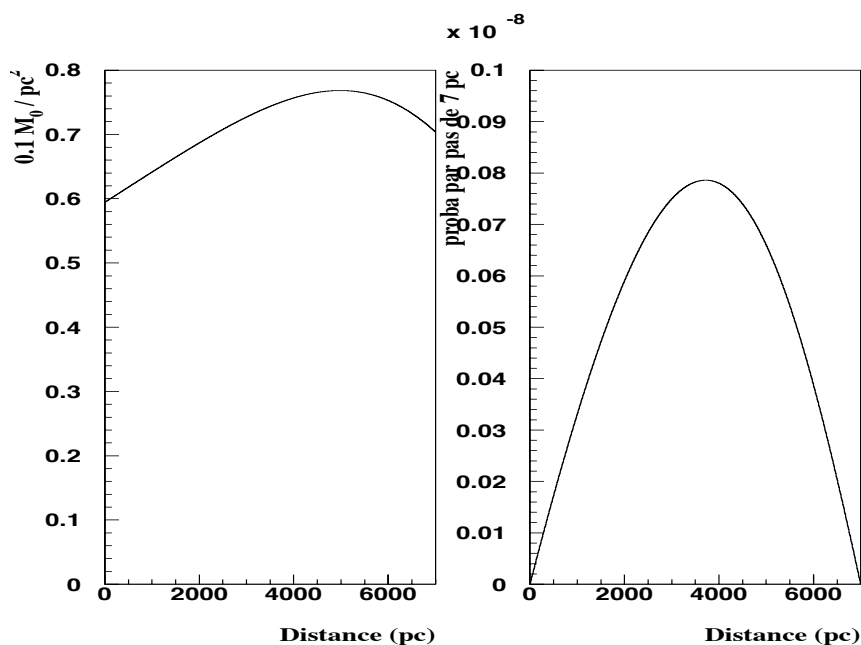


FIG. 8.8 – Densité de masse (à gauche) et densité de profondeur optique (à droite) le long de la ligne de visée de γ Nor, intégrée par pas de 7 pc.

régions où la densité stellaire est importante, la détermination du flux d'une étoile peut être affectée par la présence, le long de la ligne de visée, d'autres étoiles de faible flux non prises en compte dans le catalogue des étoiles suivies (cf. chapitre 2). Par exemple, une étoile double serrée peut être vue comme une seule étoile dans notre télescope. Cette perturbation est appelée effet de confusion ou *blending* (mélange). L'efficacité de la recherche et de la reconstruction des paramètres des événements peut ainsi être perturbée par cet effet. De plus, l'ensemble des étoiles pouvant subir un effet de lentille comprend ces étoiles non reconstruites, et il est donc plus grand que l'ensemble des N_{obs} étoiles observées; le nombre d'événements attendu en est lui aussi perturbé. Ces effets sont généralement inclus comme une correction à l'efficacité de détection. Pour effectuer cette correction on utilise une simulation de nos images à partir de la fonction de luminosité apparente des étoiles (mesurée par ailleurs); il est en particulier nécessaire de connaître la distance des étoiles. Nous avons vu au chapitre précédent que notre connaissance de la distance des étoiles sources n'est pas aussi certaine que dans le cas des observations vers les Nuages de Magellan. Une telle étude n'a pas pu encore être mise en œuvre dans la direction des BRAS SPIRAUX. Pour les autres cibles (SMC, LMC), les corrections d'efficacité dues à l'effet de confusion ont été estimées être inférieures à 10-20% ([Ren96] et [Pal97a]).

Sur un autre plan, nous avons fait en sorte que l'erreur statistique de l'estimation de l'efficacité $\varepsilon(\Delta t)$ à partir de la simulation soit négligeable. En particulier l'efficacité sur l'événement de courte durée (durée de 5 jours) étant très faible, son estimation a fait

8.3. Contraintes sur la structure de la Galaxie provenant de la recherche d'effets de microlentille

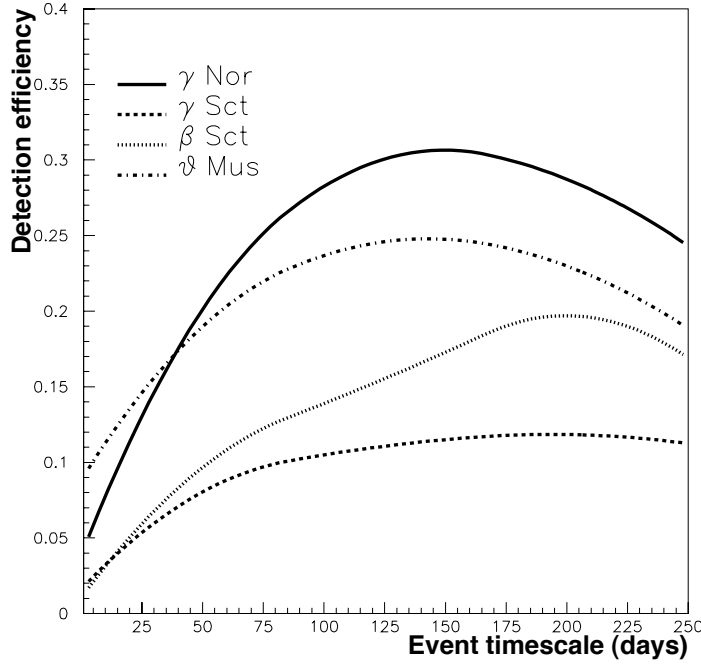


FIG. 8.9 – Efficacité de détection en fonction de la durée Δt de l'événement pour les quatre directions étudiées.

l'objet d'une attention toute particulière.

La profondeur optique mesurée

Soit τ_i , la contribution individuelle de chaque candidat i , de durée Δt_i à la profondeur optique dans sa direction j :

$$\tau_i = \frac{1}{N_j T_{obs,j}} \frac{\pi}{2} \frac{\Delta t_i}{\varepsilon_j(\Delta t_i)}, \quad (8.65)$$

avec N_j le nombre d'étoiles surveillées dans le champ j , $T_{obs,j}$ la durée d'observation vers ce champ et $\varepsilon_j(\Delta t)$ l'efficacité de détection dans le champ j . Le tableau 8.4 reporte ces contributions individuelles dans les directions de γ Nor et γ Sct¹. La profondeur optique totale vers chaque direction, déduite de ces contributions individuelles, est reportée dans le tableau 8.5. Les intervalles de confiance donnés découlent de la statistique poissonnienne. Dans la direction de γ Nor la profondeur optique estimée est de $0.27_{-0.09}^{+0.36} \times 10^{-6}$. Dans la direction de γ Sct la profondeur optique estimée est de $1.82_{-0.50}^{+1.23} \times 10^{-6}$. Dans les directions

1. Notons que pour le candidat GSA7, qui subit un effet de mélange, nous utilisons la durée caractéristique corrigée de l'effet de mélange $\Delta t = 6.2$ jours, mais nous devons considérer l'efficacité de détection relative à la durée « expérimentale » (non corrigée), soit $\varepsilon(5j) = 2.1\%$.

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

Candidat	Direction	Δt (jours)	$\varepsilon(\Delta t)$ (en %)	$\tau_i(\times 10^6)$ (par direction)	$\bar{\tau}_i(\times 10^6)$ (sur tous les champs)
EROS2-GSA1	γ Nor	98	30	0.15	0.0484
EROS2-GSA2	γ Nor	70	25	0.12	0.0415
EROS2-GSA3	γ Sct	24	6	0.30	0.0594
EROS2-GSA4	γ Sct	59	10.0	0.44	0.0872
EROS2-GSA5	γ Sct	72	10.5	0.51	0.1010
EROS2-GSA6	γ Sct	38	8	0.35	0.0693
EROS2-GSA7	γ Sct	6.2	2.1	0.22	0.0438

TAB. 8.4 – Contributions individuelles des candidats à la profondeur optique dans la direction où ils ont été trouvés, et contribution à la profondeur optique moyenne sur les quatre directions.

où nous n'avons pas détecté de candidats, nous donnons une limite supérieure à 95% CL sur la profondeur optique d'événements de durée 50 jours, correspondant à la moyenne des durées observées.

Les quatre cibles appartiennent toutes au disque galactique. Soit $\bar{\tau}$ la probabilité pour qu'une des sources ponctuelles surveillée dans l'ensemble des quatre cibles subisse un effet de lentille supérieure à 34%. La contribution individuelle $\bar{\tau}_i$ de chaque candidat trouvé dans le champ j à $\bar{\tau}$ est alors donnée par :

$$\bar{\tau}_i = \frac{N_j}{N_{obs}} \tau_i , \quad (8.66)$$

où N_{obs} est le nombre total d'étoiles surveillées dans l'ensemble des champs ($N_{obs} = \sum N_j$). Les contributions individuelles de chaque candidat $\bar{\tau}_i$ sont également données dans le tableau 8.4. Ainsi la profondeur optique moyennée sur tous les champs observés selon notre définition est de (cf. tableau 8.5) :

$$\bar{\tau} = \sum_{evts} \bar{\tau}_i = 0.45_{-0.11}^{+0.24} \times 10^{-6} . \quad (8.67)$$

Variation de la profondeur optique moyenne avec les critères de l'analyse

Nous avons étudié la variation de la profondeur optique mesurée, moyennée sur tous les champs, avec le seuil sur le $\Delta\chi^2$ des courbes de lumière retenus (coupure 4a de l'analyse du chapitre 5). La figure 8.10 en haut montre (en échelle logarithmique) la distribution du $\Delta\chi^2$ pour les courbes de lumière satisfaisant à tous les autres critères. Les sept candidats sélectionnés sont situés dans la partie droite de la distribution.

La figure 8.10 en bas montre la variation de la profondeur optique τ avec le seuil de la coupure. Décrivons ce qui se produit sur cette courbe lorsque son abscisse (le seuil) est parcourue à partir des valeurs élevées vers les plus petites. Pour des seuils élevés, aucune

8.3. Contraintes sur la structure de la Galaxie provenant de la recherche d'effets de microlentille

Cible Direction	Scutum		Norma	Musca	Total
	β Sct	γ Sct	γ Nor	θ Mus	GSA
$\langle b \rangle$	-2.5	-2.6	-2.7	-1.8	-
$\langle l \rangle$	27.0	18.6	331.2	306.4	-
N_{obs} (10^6)	2.067	1.793	3.002	2.222	9.085
$N_{obs}T_{obs}$ ($10^6 \times \text{an}$)	6.625	5.747	9.622	5.296	27.291
N_{evt}	0	5	2	0	7
τ ($\times 10^6$)	< 1.08	$1.82^{+1.23}_{-0.50}$	$0.27^{+0.36}_{-0.09}$	< 0.64	$0.45^{+0.24}_{-0.11}$
$\Gamma/(10^6 \times \text{an})$	< 6.3	$16.7^{+11.3}_{-4.6}$	$0.76^{+1.0}_{-0.24}$	< 2.4	$3.8^{+2.0}_{-1.0}$
$\langle \Delta t \rangle$ (jours)	-	40	84	-	52

TAB. 8.5 – Pour chaque direction on donne le nombre d'événements, la profondeur optique, le taux et la durée moyenne des événements observés. Dans les directions où on n'a pas trouvé de candidat, on donne une limite à 95% de confiance sur la profondeur optique d'événements de durée 50 jours, correspondant à la moyenne des durées observées.

courbe de lumière n'est sélectionnée et $\tau = 0$. Lorsque le seuil atteint la valeur du $\Delta\chi^2$ du premier candidat (en l'occurrence EROS2-GSA1), la profondeur optique devient égale à la contribution de ce candidat, estimée par l'équation 8.66 avec l'efficacité $\varepsilon(\Delta t)$ pour la direction du candidat correspondant à cette valeur de seuil. Si l'on abaisse le seuil, l'efficacité de détection $\varepsilon(\Delta t)$ augmente et la profondeur optique diminue donc. Lorsque le seuil permet de sélectionner un nouveau candidat, la profondeur optique augmente à nouveau. On obtient ainsi la courbe dentelée de la figure 8.10; la croix représente la valeur de la profondeur optique estimée pour $\Delta\chi^2 = 15$ qui est le seuil choisi. Si on continue à abaisser le seuil de la coupure on sélectionne alors un grand nombre de courbes de lumière et la profondeur optique qui en découle diverge.

On peut extrapoler cette montée au niveau de la coupure appliquée et estimer alors que le bruit de fond sous les candidats est négligeable.

Profondeur optique attendue pour des cibles situées à 7 kpc

Au chapitre précédent nous avons adopté une distance moyenne des étoiles sources de 7 kpc. La figure 8.11 montre la profondeur optique jusqu'à 7 kpc en fonction de la longitude galactique pour les deux modèles, à la latitude moyenne de nos champs ($b = -2.5^\circ$). Pour chaque modèle, loin du Centre Galactique, l'essentiel de la contribution à la profondeur optique provient du disque mince (environ 80%). La distribution de densité du disque étant une double exponentielle, les variations de τ à l'intérieur des cibles, d'un champ à l'autre, dues aux variations en latitude de nos champs (2 à 3°), peuvent atteindre $\simeq 30\%$ dans le cas de γ Nor, et $\simeq 20\%$ pour les autres directions (cf. figure 8.12). Les variations dues à l'excursion des champs en longitude sont de l'ordre de 3%.

Le tableau 8.6 reporte les profondeurs optiques calculées, moyennées sur chaque di-

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

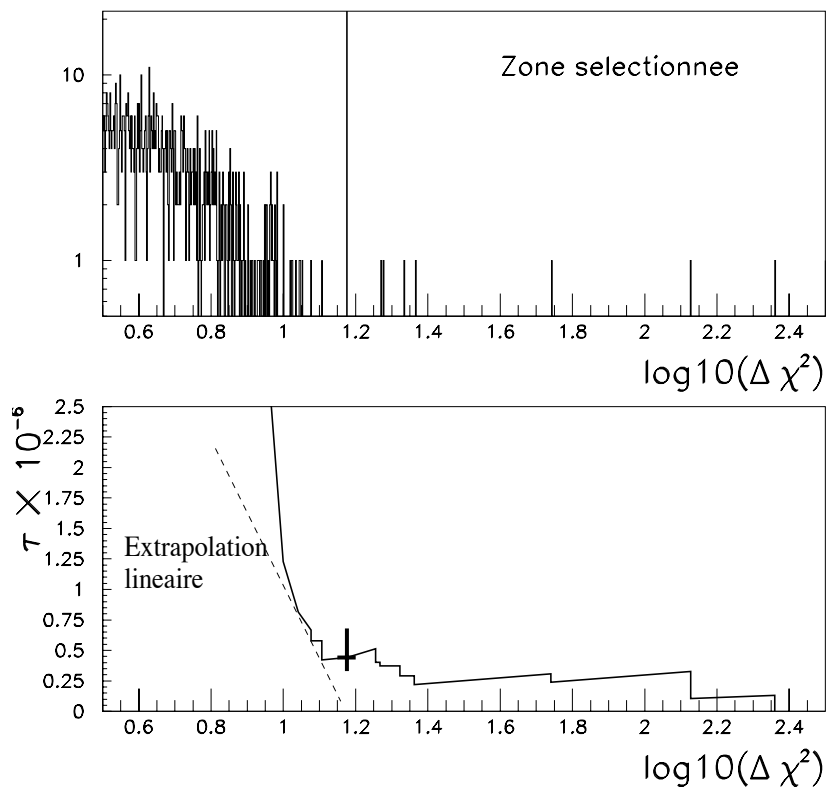


FIG. 8.10 – *Figure du haut: distribution de la variable $\Delta\chi^2$ pour les courbes de lumière satisfaisant à tous les autres critères de l'analyse. La distribution est tronquée pour mettre en évidence les sept candidats sélectionnés (à droite de la figure). Figure du bas: Variation de la profondeur optique mesurée en fonction de la coupure adoptée sur le $\Delta\chi^2$. La croix donne la valeur de la profondeur optique estimée, pour la coupure choisie, moyennée sur tous les champs; le trait vertical donne l'intervalle à 68% de confiance sur cette profondeur optique.*

Direction	Modèle 1	Modèle 2	Observé
Direction	$\tau \times 10^6$	$\tau \times 10^6$	$\tau \times 10^6$
β Sct	0.58	0.69	< 1.23
γ Sct	0.72	0.82	$1.82^{+1.23}_{-0.50}$
γ Nor	0.54	0.63	$0.27^{+0.36}_{-0.09}$
θ Mus	0.46	0.53	< 0.8
Moyenne	0.56	0.65	$0.45^{+0.24}_{-0.11}$

TAB. 8.6 – *Pour chaque direction on donne, pour chaque modèle, la valeur moyenne de la profondeur optique attendue.*

rection. Il est tenu compte des variations de profondeur optique dues aux variations de latitude à l'intérieur d'une cible.

8.3. Contraintes sur la structure de la Galaxie provenant de la recherche d'effets de microlentille

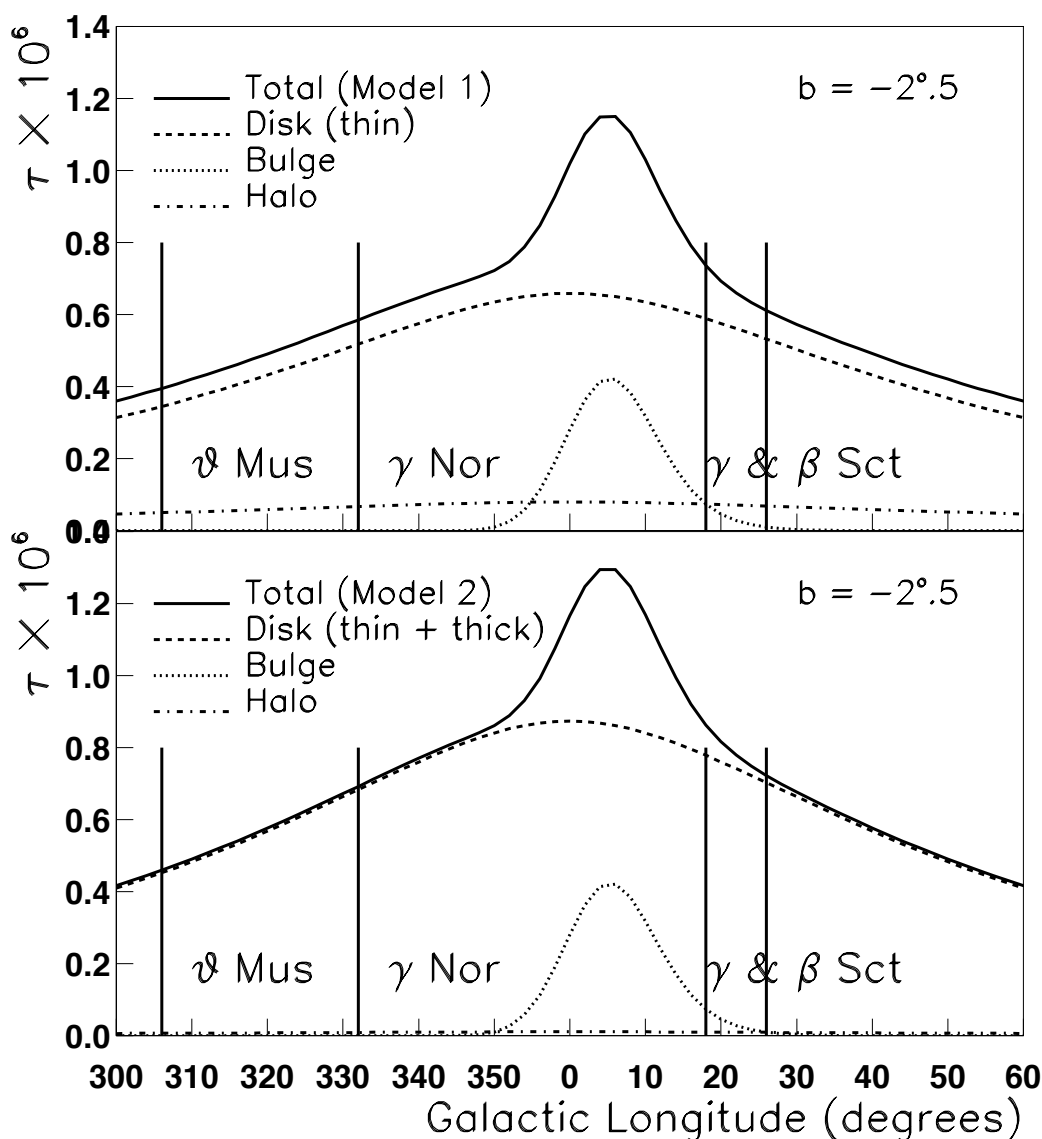


FIG. 8.11 – Profondeur optique ($\times 10^6$) jusque 7 kpc pour les différentes composantes de la Galaxie en fonction de la longitude galactique à $b = -2.5$ pour les deux modèles utilisés. Les 4 directions vers les Bras Spiraux sont indiquées.

La profondeur optique attendue en moyenne sur tous les champs est de 0.55×10^{-6} pour le modèle 1 et 0.65×10^{-6} pour le modèle 2. La profondeur optique mesurée est de $0.45^{+0.24}_{-0.11} \times 10^{-6}$, ce qui est compatible avec les prédictions de ces deux modèles.

8.3.3 Distribution de durée et nombre d'événements

La distribution de vitesse des lentilles est un des ingrédients majeurs du programme de simulation. Nous avons montré dans les paragraphes précédents quelles sont les distributions de vitesses attendues pour chaque composante. La figure 8.13 montre la distribution

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

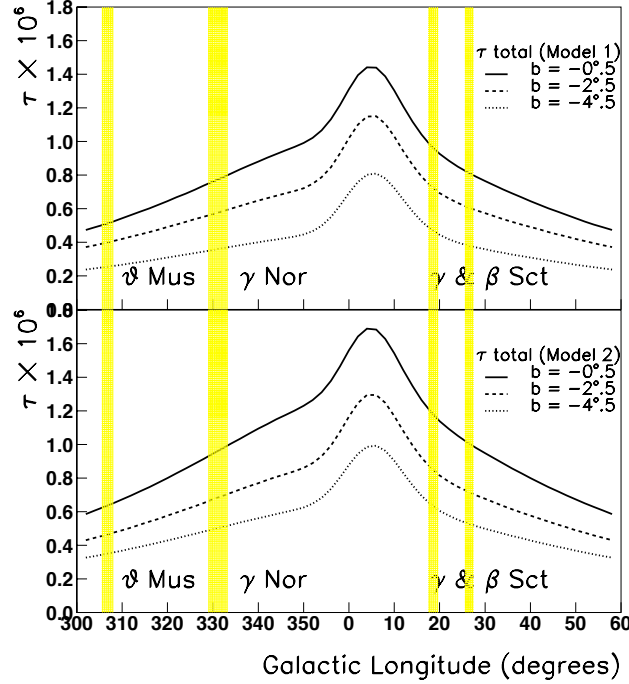


FIG. 8.12 – Profondeur optique ($\times 10^6$) jusque 7 kpc pour les différentes composantes de la Galaxie en fonction de la longitude galactique pour différentes valeurs de latitude. La largeur des bandes indique l'intervalle de valeurs de l des champs.

de vitesse relative transverse pour les trois composantes dans la direction de γ Nor à gauche et dans la direction de γ Sct à droite. Les objets du disque sont animés d'une vitesse transverse relativement faible et correspondent au principal pic de la distribution. Les objets du halo et du bulbe, eux sont animés d'une grande vitesse et leur distribution de V_T s'étire dans la queue de la distribution.

Le dernier ingrédient est la distribution de masse des lentilles. La fonction de masse du disque a été déterminée récemment par des observations du HST. Nous utilisons pour le disque la fonction de masse de *Gould et al 1997* [Gou97] qui peut être visualisée sur la figure 8.14. La fonction de masse dans le bulbe a été mesurée par [Ric92] pour des étoiles de masse supérieure à $0.12M_\odot$. Elle est très proche de celle du disque, et par souci de simplification nous adopterons la même sur toute la gamme de masses. La fonction de masse du halo étant inconnue, nous utilisons un modèle de masse unique $M = 0.5M_\odot$.

La figure 8.15 reporte pour chaque direction la distribution du nombre d'événements attendu par unité de Δt . Dans chaque direction on sépare les contributions des différentes composantes (disque, bulbe, halo). A partir de l'expression 8.26 on construit la distribution du nombre d'événements attendu par unité de Δt :

$$\frac{dN}{d\Delta t} \propto \frac{P(\Delta t)\varepsilon(\Delta t)}{\Delta t}, \quad (8.68)$$

8.3. Contraintes sur la structure de la Galaxie provenant de la recherche d'effets de microlentille

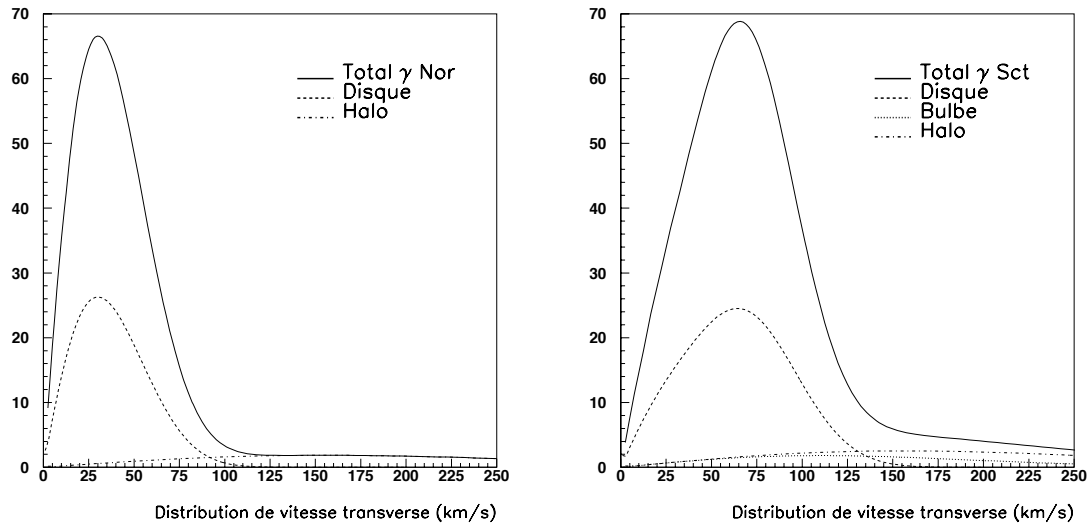


FIG. 8.13 – Distribution de vitesse transverse relative des déflecteurs vers γ Nor à gauche et vers γ Sct à droite. Le pic principal correspond à des lentilles situées dans le disque, la queue correspond à des lentilles situées dans le halo ou dans le bulbe.

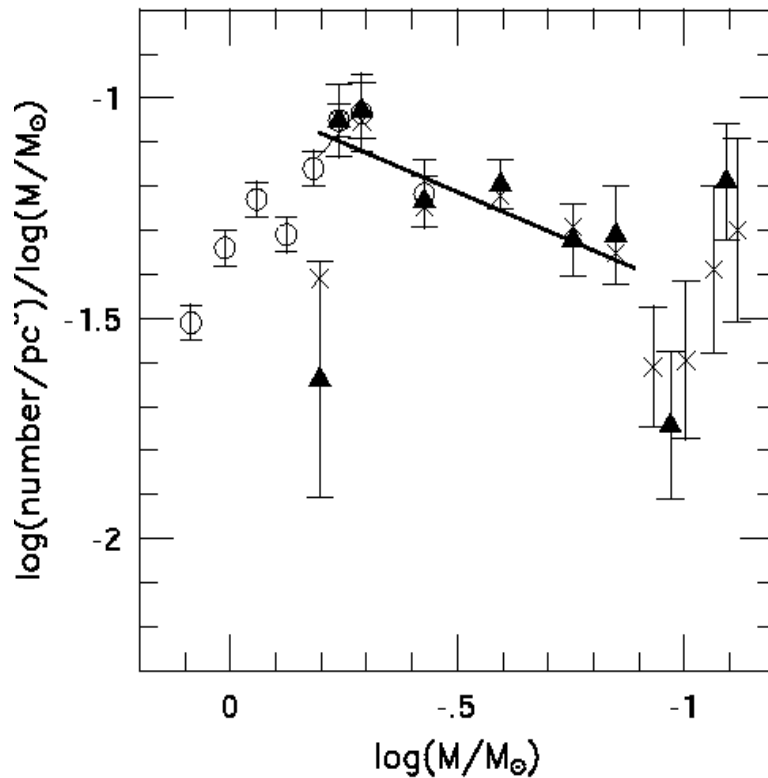


FIG. 8.14 – Fonction de masse des étoiles du disque issue de [Gou97].

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

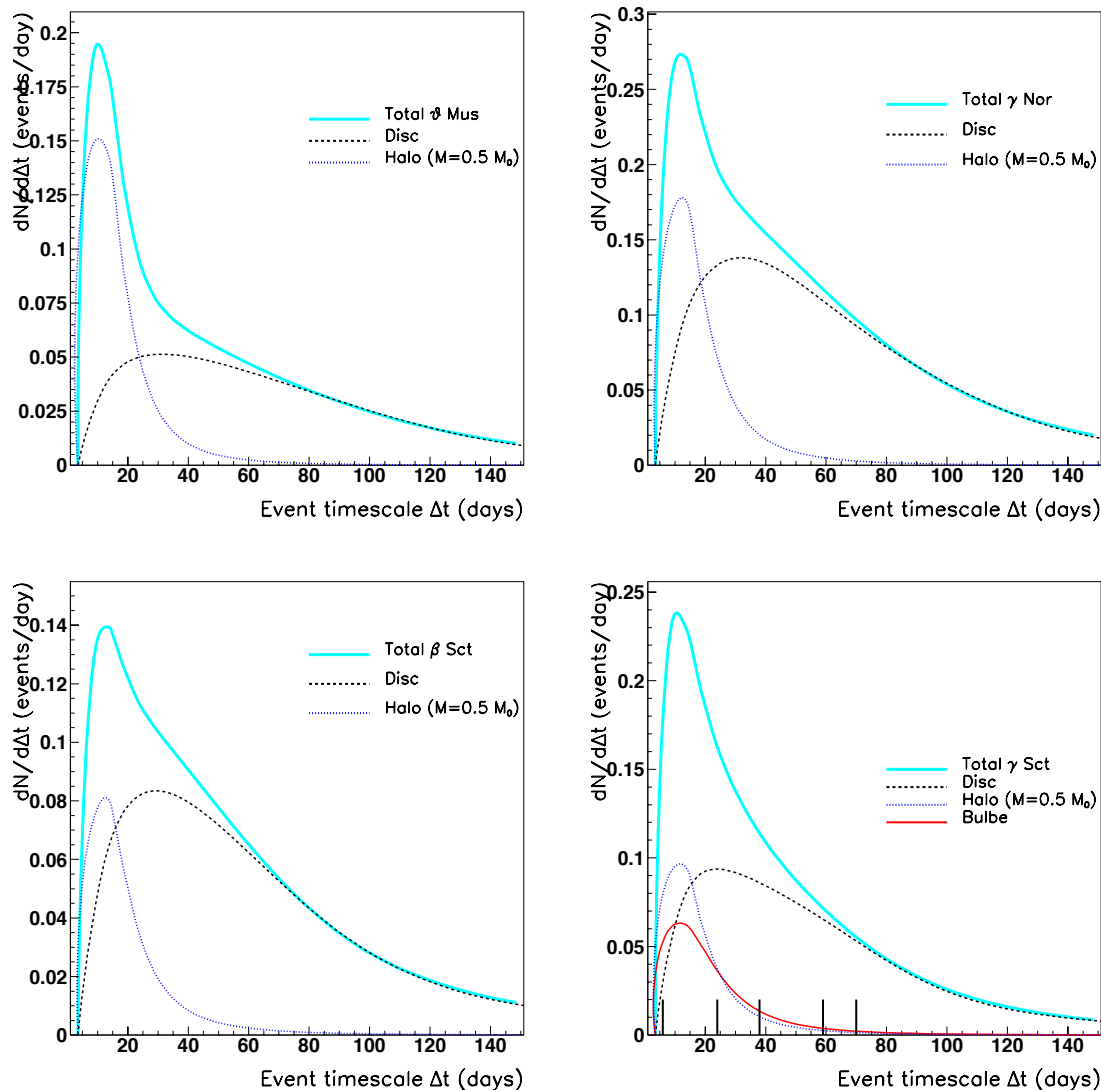


FIG. 8.15 – Taux d'événements attendu avec une durée Δt pour chaque direction θ μ Mus (en haut à gauche), γ Nor (en haut à droite), β Sct (en bas à gauche) et γ Sct (en bas à droite). On sépare les contributions du disque, du halo et du bulbe. La position des différents candidats est reportée par un trait vertical. Les courbes tiennent compte de l'efficacité de détection. On suppose le halo composé à 100% d'objets compacts de $0.5M_{\odot}$

où $P(\Delta t)$ est la distribution de durée des événements. L'intégrale de cette courbe donne le nombre total d'événements attendu. La vitesse des objets appartenant au disque étant plus faible que celle des objets appartenant au bulbe ou au halo, la durée des événements dus à des lentilles du disque est plus grande : $\langle \Delta t \rangle \sim 65$ jours dans le disque, contre ~ 20 jours dans le halo et dans le bulbe.

8.3. Contraintes sur la structure de la Galaxie provenant de la recherche d'effets de microlentille

8.3.4 Variation des prédictions avec les paramètres de la simulation

Avant d'entamer une discussion sur la comparaison des profondeurs optiques et des nombres d'événements attendus dans chaque direction, il est utile d'évaluer la sensibilité de nos prédictions à différents ingrédients de la simulation.

Avant toute considération quantitative, il y a lieu d'examiner la figure 8.16 qui montre une image de la zone du Centre Galactique, correspondant au disque de la Galaxie vu de profil. Les zones claires correspondent à des zones riches en étoiles et les zones sombres correspondent à des régions obscurcies par les poussières. Les champs que nous observons correspondent à des fenêtres avec peu de poussières. Le modèle de Galaxie que nous utilisons (cf. figure 8.6) est clairement une vision naïve et très simpliste de la « vraie » Galaxie.

- *Variation avec la distance des étoiles sources*: Au chapitre précédent nous avons vu que la détermination de la distance des étoiles suivies par EROS II dans la direction des BRAS SPIRAUX reste encore incertaine. Nous avons adopté une distance moyenne des étoiles sources de 7 kpc. La figure 8.18 montre la variation de la profondeur optique à $b = -2^\circ.5$ pour les différentes composantes de la Galaxie en fonction de la distance des étoiles sources. On voit que la profondeur optique est d'autant plus sensible à la distance des étoiles sources que la direction visée est proche du Centre Galactique. Par exemple si les étoiles sources sont situées à 8 kpc et non pas à 7 kpc, la profondeur optique attendue est augmentée d'environ 40% dans la direction de γ Sct et de 30% dans la direction de γ Nor (cf. tableau 8.8).

- *Variation de la profondeur optique avec la distance Soleil-Centre Galactique*: Nous avons adopté pour cette distance $R_0 = 8.5$ kpc qui est la valeur standard IAU 1986 (*Union Astronomique Internationale*). Une revue des récentes déterminations de R_0 se trouve dans [Rei93] et arrive à la conclusion que $R_0 = 8.0 \pm 0.5$ kpc. Si nous adoptons $R_0 = 8.0$ kpc les profondeurs optiques augmentent d'environ 20%.

- *Variation de la profondeur optique avec les paramètres des modèles*: Dans les estimations précédentes nous avons fixé les paramètres des modèles. Le tableau 8.7 montre l'évolution de la profondeur optique attendue avec les paramètres du disque dans la direction de γ Sct (mais les conclusions sont aussi valables pour les autres directions). Le paramètre du disque auquel la profondeur optique est la plus sensible est de loin la colonne densité Σ_0 . Dans les champs étudiés nous prendrons comme incertitude provenant des paramètres du modèle du disque $\pm 50\%$.

De plus dans la direction de γ Sct, la contribution du bulbe atteint près de 10%. Nous avons étudié l'évolution de $\tau_{\gamma \text{ Sct}}$ avec les paramètres du bulbe. Si le paramètre de

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

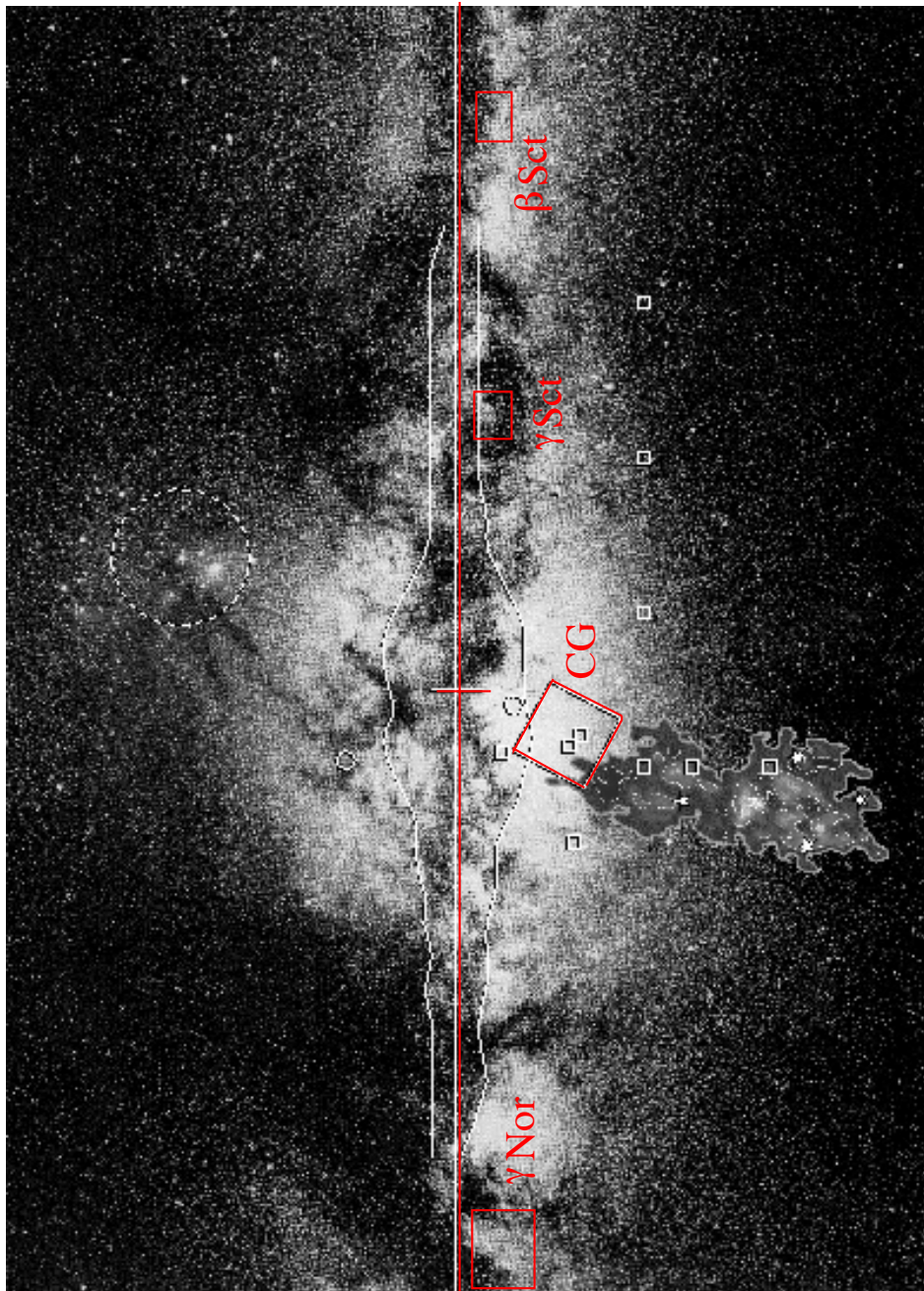


FIG. 8.16 – Image optique du Centre Galactique (d'après [Mad86]). Le champ couvert est de $70^\circ \times 50^\circ$. Le Centre Galactique est indiqué par une croix. La courbe ondulée (trait plein) correspond à l'image du Centre Galactique de COBE/DIRBE, le contour complexe est une image de la galaxie du Sagittaire. Les fenêtres de Baade sont repérées par des cercles ouverts près du centre, la direction des champs observés vers le Centre Galactique par un grand carré. (figure adaptée de [Wys97]).

longueur caractéristique du bulbe a passe de 1.5 à 3 kpc, la profondeur optique vers γ Sct est doublée (cf. figure 8.19). La sensibilité aux autres paramètres est moindre. Remarquons

8.3. Contraintes sur la structure de la Galaxie provenant de la recherche d'effets de microlentille

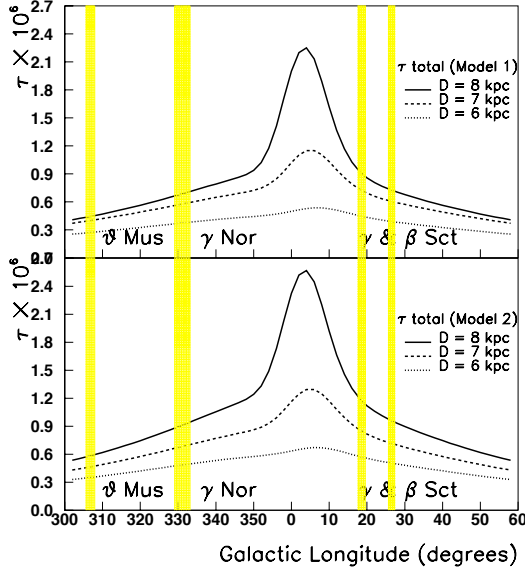


FIG. 8.17 – Profondeur optique ($\times 10^6$) en fonction de la longitude pour différentes distances des cibles, à $b = -2^\circ.5$, pour le modèle 1 en haut et pour le modèle 2 en bas.

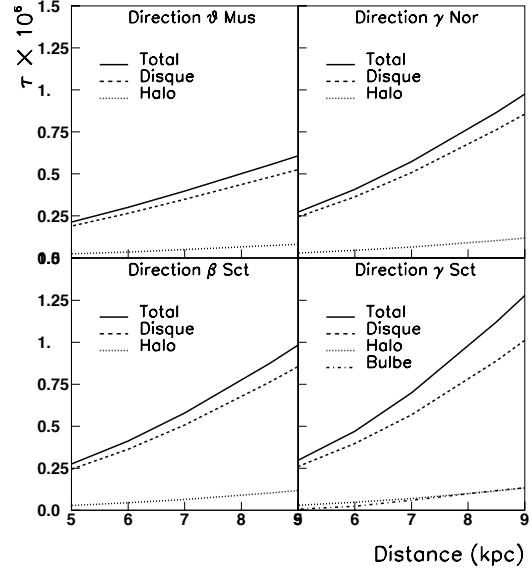


FIG. 8.18 – Profondeur optique ($\times 10^6$) attendue avec le modèle 1, pour les différentes composantes de la Galaxie en fonction de la distance de la cible, à $b = -2^\circ.5$.

que 3 kpc constitue la limite supérieure du paramètre a compatible avec nos observations. En effet si $a > 3$ kpc, alors la profondeur optique totale vers la direction voisine β Sct (cf. figure 8.19) serait supérieure à la valeur actuellement exclue à 95% CL ($\tau < 1.23 \times 10^{-6}$).

	Paramètre	Valeur	$\tau \times 10^6$ ($\Delta\tau$ en %)
Dist. source	D_s (kpc)	7 ± 1	0.72^{+40}_{-30}
Dist. Sol-CG	R_0 (kpc)	$8.5_{-0.5}$	0.72^{+20}
Disque	Σ (M_\odot/pc^2)	50 ± 25	0.72^{+50}_{-40}
	H (kpc)	$0.325^{+0.175}_{-0.075}$	0.72^{+8}_{-10}
	R_d (kpc)	3.5 ± 0.5	0.72^{+9}_{-14}
Bulbe	M_{bulbe} ($10^{10} M_\odot$)	2 ± 1	0.72 ± 5
	a (kpc)	$1.5^{+1.5}_{-0.5}$	0.72^{+100}_{-9}
	b (kpc)	0.5 ± 0.2	0.72 ± 10
	Φ ($^\circ$)	15 ± 5	0.72 ± 7

TAB. 8.7 – Variation de la profondeur optique totale avec les paramètres de la simulation dans la direction γ Sct.

- *Prédictions relatives au halo*: La contribution d'un halo isotherme composé à 100% d'objets compacts à la profondeur optique dans la direction des BRAS SPIRAUX est inférieure à 10%. Mais le halo produit des événements courts, d'une durée moyenne de 20 jours, ce qui donnerait un taux non négligeable d'événements. Dans notre modèle nous

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

avons considéré que tout le halo est constitué d'objets ayant la même masse : $M = 0.5M_{\odot}$. Deux constatations doivent être faites :

- le nombre d'événements attendu provenant du halo est, quelle que soit la direction, inférieur ou égal à l'unité et varie peu avec la masse des lentilles choisies dans la gamme $[0.1, 0.5]M_{\odot}$ car de 0.5 à $0.1M_{\odot}$ l'augmentation du nombre d'événements de petite durée provoqués par des lentilles plus légères est compensé par la perte d'efficacité;
- les résultats de EROS II vers le Petit Nuage de Magellan [Afo99b] impliquent que le halo ne peut être constitué à plus de 50% par des objets ayant une masse de $0.5M_{\odot}$.

Aussi, pour la suite de la discussion, nous allons négliger la contribution du halo.

8.3.5 Interprétation des observations dans chaque direction

Nous avons vu que la profondeur optique mesurée, moyennée sur toutes les directions est $\bar{\tau} = 0.45_{-0.11}^{+0.24} \times 10^{-6}$, compatible avec les prédictions des deux modèles. Si l'on suppose

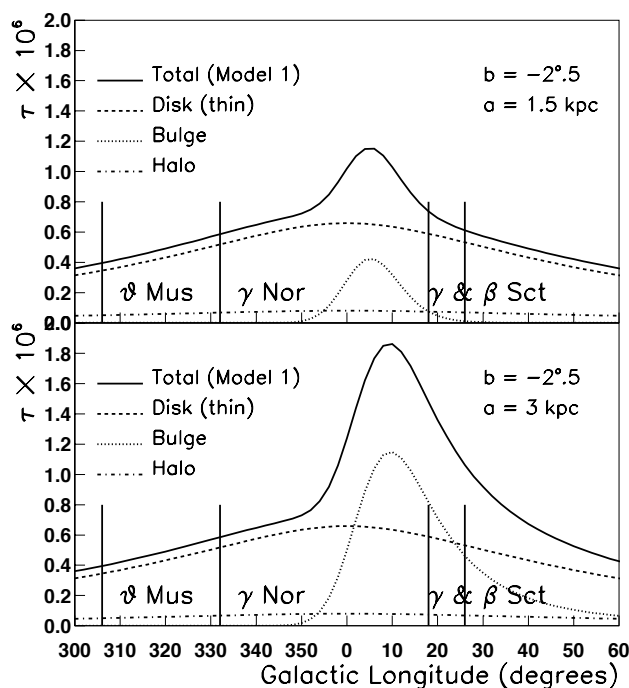


FIG. 8.19 – Profondeur optique ($\times 10^6$) jusque 7 kpc pour les différentes composantes de la Galaxie en fonction de la longitude galactique pour différentes valeurs de latitude et deux hypothèses de longueur de la barre.

que les cibles sont toutes à 7 kpc, les différences de résultats direction par direction sont, quant à elles, un peu plus difficiles à expliquer. Dans la direction de γ Nor la profondeur

8.3. Contraintes sur la structure de la Galaxie provenant de la recherche d'effets de microlentille

optique estimée est de $0.27_{-0.09}^{+0.36} \times 10^{-6}$ contre 0.54×10^{-6} attendu. Il y a de plus une indication d'un éventuel déficit d'événements dus au disque dans la moyenne des directions γ Nor, θ Mus et β Sct : 2 événements observés contre 6.3 attendu, correspondant à une probabilité de configuration d'environ 5%. La relative imprécision de la distance des étoiles dans ces directions, ou leur étalement en distance, peut cependant suffire à expliquer ce « déficit » (cf. tableau 8.8).

Dans la direction de γ Sct, nous remarquons un excès significatif du nombre d'événements observés : 5 contre 1.6 attendu, correspondant à une probabilité de configuration d'environ 1.5%. (τ mesuré de $1.82_{-0.50}^{+1.23} \times 10^{-6}$ contre 0.70×10^{-6} attendu). Cependant on peut

D_s (kpc)	Com- posante	θ Mus			γ Nor			β Sct			γ Sct		
		τ	N	$\overline{\Delta t}$	τ	N	$\overline{\Delta t}$	τ	N	$\overline{\Delta t}$	τ	N	$\overline{\Delta t}$
6	Disque	0.26	0.7	85	0.35	2.7	67	0.39	1.0	68	0.41	0.9	59
	Bulbe	-	-	-	-	-	-	0.007	-	-	0.03	0.1	21
	Halo	0.04	0.4	17	0.04	0.7	20	0.04	0.2	20	0.05	0.1	20
	Total 1	0.30	1.1	60	0.39	3.4	57	0.44	1.2	59	0.49	1.1	47
	Total 2	0.26	0.7	85	0.35	2.7	67	0.40	1.0	68	0.44	1.0	54
7	Disque	0.34	1.1	72	0.49	3.6	67	0.56	1.4	66	0.58	1.3	60
	Bulbe	-	-	-	-	-	-	0.01	-	-	0.066	0.3	25
	Halo	0.05	0.6	19	0.07	1.0	21	0.07	0.3	21	0.07	0.2	20
	Total 1	0.39	1.7	54	0.56	4.6	57	0.64	1.7	58	0.72	1.8	48
	Total 2	0.34	1.1	72	0.49	3.6	67	0.56	1.4	66	0.65	1.6	53
8	Disque	0.43	1.0	96	0.63	5.0	65	0.74	1.6	93	0.80	2.0	50
	Bulbe	-	-	-	-	-	-	0.014	-	-	0.10	0.4	28
	Halo	0.06	0.7	20	0.09	1.4	22	0.09	0.5	23	0.10	0.3	22
	Total 1	0.49	1.7	63	0.72	6.4	55	0.85	2.1	78	1.00	2.7	43
	Total 2	0.43	1.0	96	0.63	5.0	65	0.83	1.6	93	0.90	2.4	47

TAB. 8.8 – Pour chaque direction et chaque composante de la Galaxie, on donne, pour le modèle 1, la profondeur optique, le nombre d'événements N et les durées moyennes $\overline{\Delta t}$ attendus dans l'expérience compte-tenu des efficacités. Le total 1 donne la somme des différentes contributions en supposant que le halo est fait à 100% d'objets de masse $0.5M_\odot$. Le total 2 donne la somme sans contribution du halo.

noter sur la figure 8.16 que la direction de γ Sct est la plus proche du Centre Galactique. Sur les quatre directions étudiées, c'est la seule pour laquelle nous sommes sensibles à la présence de la barre du Centre Galactique. Comme on peut le voir sur la figure 8.15, les événements du bulbe sont plus courts que ceux du disque. Le tableau 8.8 reporte pour chaque direction et pour différentes hypothèses de distance la contribution de chaque composante de la Galaxie en termes de profondeur optique, de nombre d'événements et de durée moyenne.

La durée moyenne des événements détectés vers γ Sct est de 40 jours, contre 84 jours dans la direction de γ Nor. Cette différence peut être attribuée au bulbe puisque celui-ci

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

engendre des événements de durée moyenne 20 jours contre 60 pour le disque. Les deux candidats les plus courts (5 et 24 jours) sont probablement des événements du bulbe, les deux plus longs (59 et 72 jours) sont certainement des événements du disque. Pourtant le nombre moyen d'événements attendus est de 1.3 (lentilles du disque) et 0.3 (lentilles du bulbe). Différentes hypothèses peuvent expliquer l'excès observé (5 événements).

- la figure 8.18 montre la variation de la profondeur optique en fonction de la distance des étoiles sources. Si les étoiles de γ Sct ne sont pas situées à 7 kpc mais à 8 kpc, le nombre d'événements attendu est de 2 pour le disque et 0.3 pour le bulbe. Au chapitre 7 nous avons conclu que la distance moyenne des sources est d'environ 7 kpc. Toutefois nous avons des raisons de penser que la cible γ Sct serait un peu plus éloignée : la méthode « naïve » d'estimation des distances situe en effet cette cible plutôt à 8 kpc et le diagramme couleur-magnitude donne une indication dans le même sens car il n'est pas tout à fait semblable à celui de β Sct pour laquelle une estimation de distance a été menée [Man97]. Des travaux complémentaires seront à effectuer pour rendre plus qualitative cette impression;
- par ailleurs les paramètres de la barre sont assez mal connus; si celle-ci est plus longue que le paramètre mis dans le programme de simulation, la profondeur optique et le nombre d'événements attendus peuvent être notablement augmentés (cf. tableau 8.7). Ainsi si la dimension a de la barre est de 3 kpc (contre 1.5 kpc dans la simulation), le nombre d'événements du bulbe monte à 2.5. Il a été vérifié que cette hypothèse est compatible avec les profondeurs optiques mesurées vers le Centre Galactique;
- en prenant une distance des étoiles de γ Sct de 8 kpc et une longueur caractéristique $a = 3$ kpc, la profondeur optique attendue grimpe à 1.9×10^{-6} compatible avec ce qu'on mesure. Le nombre d'événements provenant du bulbe est alors de 3.5, auquel il faut ajouter 2 événements provenant du disque.

La fonction de masse du bulbe est mal connue pour les objets de très faible masse (naines brunes), mais nous avons contrôlé que nous sommes peu sensible à l'ajout d'un grand nombre de naines brunes (masse $0.01M_{\odot}$). En effet, les événements engendrés seraient très courts, et notre efficacité de détection est alors très faible.

8.3.6 Les événements MACHO vers le bulbe

L'expérience MACHO a reporté l'observation de 45 candidats à l'effet de microlentille vers le bulbe [Alc97a]. Les observations concernent 12.6 millions d'étoiles et couvrent environ 12 deg^2 , centrés sur les coordonnées galactique $b = 3^{\circ}.64$ et $l = 2^{\circ}.55$. La distribution de durée des événements MACHO² est reportée sur la figure 8.20. La durée

2. La définition de la durée caractéristique des événements de MACHO correspond au double de la durée adoptée par convention par les autres collaborations.

8.3. Contraintes sur la structure de la Galaxie provenant de la recherche d'effets de microlentille

moyenne est $\Delta t = 21$ jours. 4 événements sont notablement plus longs que les autres (avec $\Delta t > 50$ jours). Ils comptent pour 1/3 dans l'estimation de la profondeur optique vers le Centre Galactique. Ces événements peuvent être interprétés comme des effets de lentille

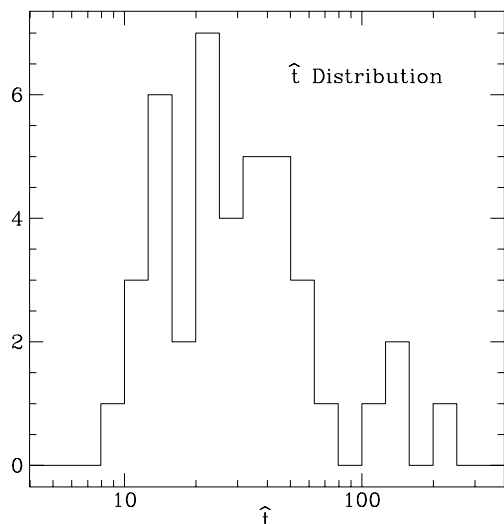


FIG. 8.20 – *Distribution de durée des événements MACHO vers le Centre Galactique. (figure tirée de [Alc97a].)*

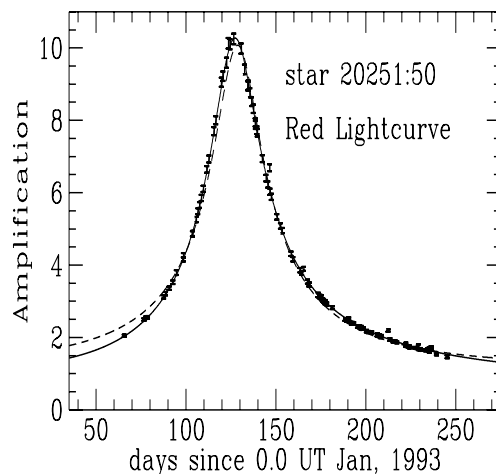


FIG. 8.21 – *Candidat MACHO de longue durée vers le bulbe. (figure adaptée de [Alc95b].)*

dus au disque [Alc97a]. De plus, un effet de parallaxe a pu être mis en évidence par la collaboration MACHO sur l'un des candidats de longue durée [Alc95b]. La courbe de lumière de ce candidat est présentée sur la figure 8.21. C'est un événement d'une durée $\Delta t = 110$ jours, ayant une vitesse transverse projetée $\tilde{v} \equiv \frac{v_T}{(1-x)} = 75 \pm 5$ km/s, comme attendu d'une lentille du disque (cf. tableau 6.1.1 du chapitre 6).

Ainsi la découverte d'événements longs dans le disque renforce l'interprétation de l'excès d'événements longs vu par MACHO vers le bulbe comme des effets dus à des lentilles du disque.

8.3.7 Halo, disque épais ou rien ?

Nous avons peu discuté les résultats du deuxième modèle. L'essentiel de la contribution provenant du disque mince (près de 80%), les « grandes conclusions » que nous avons obtenues restent valables. On peut juste noter que la profondeur optique attendue est un peu plus importante avec le modèle 2 qu'avec le modèle 1 (0.65×10^{-6} contre 0.55×10^{-6}). La précision de notre estimation de profondeur optique $0.44_{-0.11}^{+0.24} \times 10^{-6}$ ne peut encore nous permettre de donner des conclusions sur l'importance d'un disque épais pour la compréhension des événements microlentilles.

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

Si les paramètres du halo et du disque épais sont mal connus et leur contribution à la profondeur optique totale encore incertaine, par contre la distribution de durée et le nombre d'événements qu'ils provoquent est très différente.

En adoptant pour la fonction de masse du disque épais la même que celle du disque mince, et en utilisant l'ellipsoïde de dispersion de vitesse du tableau 8.1, nous trouvons que la durée moyenne des événements dus à ce disque épais est de 68 jours (cf. figure 8.22). Ce nombre est à comparer à la moyenne de 20 jours dans l'hypothèse du halo. Ainsi

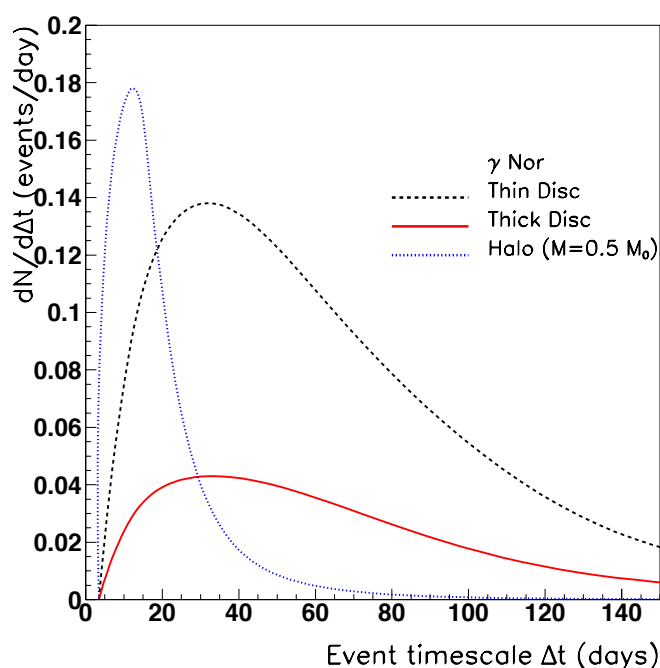


FIG. 8.22 – Distribution de durée attendue des événements du disque mince, d'un disque épais et d'un halo vers γ Nor.

la profondeur optique n'est pas le seul outil à notre disposition pour différencier un halo d'un disque épais.

Nous pouvons remarquer que dans l'hypothèse d'un halo fait à 100% d'objets compacts de masse $0.5M_\odot$, nous attendions près de deux événements d'une durée moyenne de 20 jours dans les directions γ Nor, θ Mus et β Sct, et nous n'en avons pas détecté.

Une statistique plus importante est cependant nécessaire pour savoir si un disque épais peut jouer un rôle important pour la compréhension des événements microlentille, et pour contraindre la fraction du halo en objets massifs..

8.4 Conclusion

A partir de la découverte de 7 événements microlentille dans des directions jusqu'ici inexplorées du disque galactique, nous avons donné une estimation de la profondeur optique, moyennée sur les quatre directions, en accord avec les prédictions de deux modèles simples, sous des hypothèses raisonnables de distance. Dans la direction de γ Sct, il y a un excès dans la profondeur optique mesurée et dans le nombre d'événements. Leur durée moyenne est sensiblement plus faible que pour des lentilles du disque. Comme c'est dans cette seule direction que nous sommes sensibles à la barre du Centre Galactique, il est naturel de penser que l'excès d'événements (surtout d'événements courts!) peut lui en être imputé. Deux effets pourraient expliquer cet excès :

- les étoiles sources de γ Sct pourraient être situées à 8 kpc;
- la barre du Centre Galactique pourrait être plus prononcée.

La distribution de durée des événements étant très différente pour des lentilles du disque ou du bulbe, nous pouvons probablement imputer deux des événements les plus courts dans la direction de γ Sct à des lentilles du bulbe.

Enfin nous avons pu remarquer que notre sensibilité au halo n'est pas nulle, puisque, sur l'ensemble des cibles, on attend près de deux événements. Là aussi la distribution de durée devrait permettre de différencier des événements du halo ou d'un disque épais.

Une statistique plus importante est cependant nécessaire pour pouvoir contraindre ces modèles, donner des conclusions fermes sur la possibilité d'un disque épais, et soustraire la contribution du disque aux autres directions.

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Ce travail de thèse traite de la première recherche d'événements de microlentille gravitationnelle dans des directions du plan galactique éloignées du Centre Galactique et sensibles essentiellement au disque. Un ensemble de sept candidats à l'effet de microlentille a ainsi été découvert. La recherche de déviations à la forme canonique de l'effet de microlentille standard s'est avérée riche d'informations : un des candidats est probablement dû à un effet de lentille sur une source binaire. Une meilleure connaissance de ce système (par des mesures spectroscopiques) permettrait d'obtenir des contraintes fortes sur la masse de la lentille. Nous avons pu déterminer un intervalle de confiance sur la masse d'un candidat qui a subi une très forte amplification : $2.7 \times 10^{-3} < M/M_{\odot} < 0.84$ à 95% CL. Un traitement basé sur une photométrie spéciale en cours de développement dans EROS pourrait apporter de nouvelles informations sur ce candidat.

Nous avons établi les premières estimations de profondeur optique dans ces nouvelles directions. Le nombre élevé de candidats (et la grande profondeur optique) vers γ Sct s'est révélé être une surprise mais l'excès, principalement dû à des événements courts, peut être interprété comme l'influence de la barre du Centre Galactique dans une région où on la supposait faible. Dans les autres directions nos estimations de profondeur optique sont compatibles avec le modèle standard du disque, c'est à dire sans matière noire. Enfin, la longue durée de la majorité des événements correspond bien à ce qu'on attendrait d'effets de lentille ayant pour origine des défecteurs appartenant au disque. L'absence d'événements courts dans ces directions permettra, si elle se confirme avec un doublement de la statistique, de contraindre la fraction du halo en objets massifs.

La spécificité du programme BRAS SPIRAUX est le sondage des zones du plan galactique éloignées du bulbe, en vue de connaître la contribution du disque et de pouvoir, par la suite, extraire cette contribution vers les autres cibles. Le grand champ couvert par le programme CENTRE GALACTIQUE, dont l'analyse est en cours, devrait permettre de confirmer l'importance de la barre vers γ Sct. Comme EROS II arrive à mi-parcours, il serait alors envisageable de redéfinir la stratégie d'observation vers les BRAS SPIRAUX. La direction de γ Sct pourrait être abandonnée au profit d'un échantillonnage plus régulier dans les autres directions, ou de l'établissement d'une nouvelle cible.

Nous avons vu qu'un facteur limitant est la connaissance de la distance des étoiles sources. Cette distance intervient dans le calcul de la correction à apporter à notre ef-

8. Les microlentilles gravitationnelles : un outil d'investigation de la structure de la Galaxie

ficacité du fait de la présence sur la ligne de visée d'étoiles non résolues. Elle intervient aussi de manière cruciale dans le calcul de la profondeur optique attendue. Diverses voies sont envisageables. Nous pourrions tout d'abord étendre le programme de recherche de céphéides à l'ensemble des champs BRAS SPIRAUX, mais ceci nécessite une augmentation importante du temps alloué à ce programme. La voie la plus prometteuse est l'utilisation d'autres instruments (comme le télescope 2.2 m de l'ESO à La Silla) pour effectuer de la photométrie multibande sur un grand nombre d'étoiles de nos champs, qui nous permettrait une étude approfondie de la distribution de distance des étoiles surveillées dans les champs BRAS SPIRAUX.

ANNEXE

A. DISTRIBUTION DE VITESSE

A.1 Combinaison de deux distributions gaussiennes

Considérons un vecteur dont l'extrémité est distribuée selon une distribution gaussienne suivant deux axes u et v :

$$\rho(u, v) du dv = \frac{1}{2\pi\sigma_u\sigma_v} \exp\left(-\frac{u^2}{2\sigma_u^2}\right) \exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}\right) du dv . \quad (\text{A.1})$$

On souhaite connaître la distribution $\rho(x)$ de la projection de vitesse le long de la droite

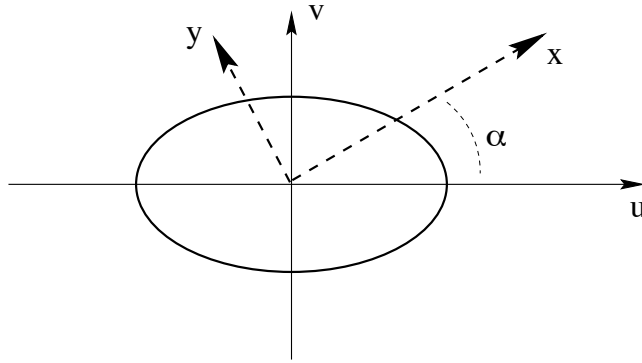


FIG. A.1 – Ellipse dont les axes (u, v) font un angle α avec les axes (x, y) .

définie par l'axe x , faisant un angle α avec l'axe u (cf. figure A.1). Les coordonnées relatives aux axes x et y sont reliées à u et v par les relations :

$$u = x \cos \alpha - y \sin \alpha \text{ et } v = x \sin \alpha + y \cos \alpha . \quad (\text{A.2})$$

La distribution $\rho(x)$ s'obtient en intégrant la densité de probabilité selon la direction y (à x constant), soit :

$$\rho(x) = \frac{1}{2\pi\sigma_u\sigma_v} \int_{y=-\infty}^{y=+\infty} \exp \left[-\frac{(x \cos \alpha - y \sin \alpha)^2}{2\sigma_u^2} - \frac{(x \cos \alpha + y \sin \alpha)^2}{2\sigma_v^2} \right] dy . \quad (\text{A.3})$$

Pour calculer cette intégrale nous décomposons l'argument de l'exponentielle sous la forme $-A(y - y_0)^2 + B$. Les coefficients A et B s'écrivent :

$$A = \frac{(\sin^2 \alpha \sigma_v^2 + \cos^2 \alpha \sigma_u^2)}{2\sigma_u^2 \sigma_v^2} \text{ et } B = \frac{-x^2}{2(\sin^2 \alpha \sigma_v^2 + \cos^2 \alpha \sigma_u^2)} . \quad (\text{A.4})$$

A. Distribution de vitesse

La densité est alors donnée par :

$$\rho(x) = \frac{1}{2\pi\sigma_u\sigma_v} \exp(B) \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-A(y - y_0)^2) dy , \quad (\text{A.5})$$

Le terme intégral vaut $\sqrt{2\pi}\sigma_u\sigma_v/\sqrt{\sin^2\alpha\sigma_v^2 + \cos^2\alpha\sigma_u^2}$. La densité $\rho(x)$ s'écrit donc :

$$\rho(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\sin^2\alpha\sigma_v^2 + \cos^2\alpha\sigma_u^2}} \exp\left[-\frac{x^2}{2(\sin^2\alpha\sigma_v^2 + \cos^2\alpha\sigma_u^2)}\right] . \quad (\text{A.6})$$

$\rho(x)$ est donc une gaussienne de largeur σ_x reliée à σ_u et σ_v par :

$$\sigma_x^2 = \sin^2\alpha\sigma_v^2 + \cos^2\alpha\sigma_u^2 . \quad (\text{A.7})$$

A.2 Distribution de vitesse transverse relative des défecteurs appartenant au disque

La vitesse transverse relative moyenne $\vec{V} = (V_x, V_y)$ dans le repère du plan transverse d'une lentille du disque par rapport à la ligne de visée Soleil-source étant faible, la composante aléatoire $\vec{v} = (v_x, v_y)$ peut devenir prépondérante et influencer fortement la distribution de durée des événements de microlentille. La distribution de $V_T = \|\vec{V} + \vec{v}\|$ est donnée par l'expression suivante :

$$\rho(V_T)dV_T = \int_C \exp\left[-\left(\frac{v_x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{v_y^2}{2\sigma_y^2}\right)\right] dv_x dv_y , \quad (\text{A.8})$$

où l'intégrande représente la densité de la distribution de \vec{v} et où le domaine C est la couronne contenue entre les cercles de rayons V_T et $V_T + dV_T$, centré en I (cf. figure A.2).

On effectue le changement de variables :

$$\begin{cases} v_x = v_x \\ V_T = \sqrt{(V_x + v_x)^2 + (V_y + v_y)^2} \end{cases} \iff \begin{cases} v_x = v_x \\ v_y = \sqrt{V_T^2 - (V_x + v_x)^2} - V_y \end{cases} ,$$

dont le Jacobien J vaut :

$$J = \left| \frac{\partial v_x \partial V_T}{\partial v_x \partial v_y} \right| = \left| \frac{\partial V_T}{\partial v_y} \right| = \frac{\sqrt{V_T^2 - (V_x + v_x)^2}}{V_T} = \sqrt{1 - \frac{(V_x + v_x)^2}{V_T^2}} . \quad (\text{A.9})$$

Dans ce système de variables, l'élément de surface $dv_x \times dv_y$ situé en (v_x, v_y) du domaine C devient l'élément de surface $(1/J)dv_x \times dV_T$ situé en (v_x, V_T) . Par ailleurs, lorsque (v_x, v_y) parcourt une des parties (supérieure ou inférieure) du domaine C , (v_x, V_T) parcourt une bande rectiligne ($V_T = \text{constante}$, de largeur dV_T) comprise entre $v_x = -V_T - V_x$ et $v_x = V_T - V_x$. L'expression A.8 devient alors :

$$\rho(V_T)dV_T = 2 \int_{V_T}^{V_T+dV_T} \int_{-V_T-V_x}^{V_T-V_x} \frac{\exp\left[-\left(\frac{v_x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{v_y^2}{2\sigma_y^2}\right)\right]}{J} dV_T dv_x , \quad (\text{A.10})$$

A.2. Distribution de vitesse transverse relative des défecteurs appartenant au disque

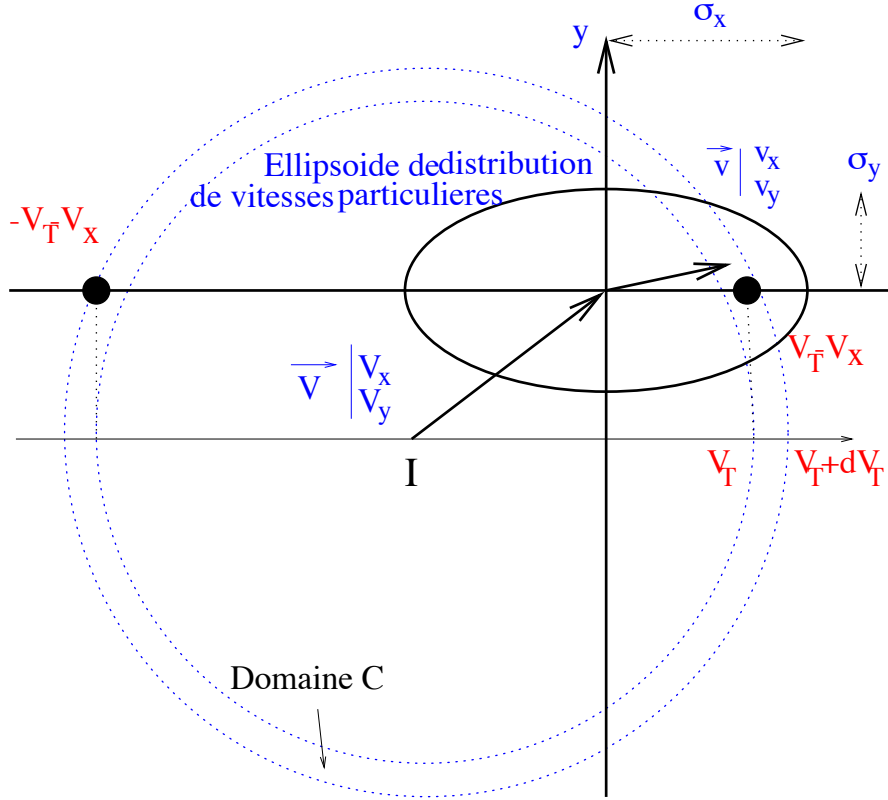


FIG. A.2 – Combinaison des vitesses moyennes \vec{V} et particulières \vec{v} dans un repère lié au plan transverse à la ligne de visée.

d'où :

$$\rho(V_T) = 2 \int_{-V_T - V_x}^{V_T - V_x} dw_x \frac{\exp\left(-\left[\frac{v_x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{\sqrt{V_T^2 - (V_x + v_x)^2} - V_y}{2\sigma_y^2}\right]\right)}{\sqrt{1 - \frac{(V_x + v_x)^2}{V_T^2}}} \quad (\text{A.11})$$

A.2.1 Application aux lentilles du disque

Dans le cas qui nous occupe, la distribution selon x correspond à la projection des distributions selon les axes r et θ du repère cylindrique lié à la lentille, et la distribution selon y correspond à la distribution selon l'axe z du repère cylindrique (cf. figure A.3). Si $\langle V_x \rangle$ est la composante de la vitesse transverse relative moyenne parallèle au disque (obtenue en ne considérant que les mouvements d'ensemble), et $\langle V_z \rangle$ est la composante orthogonale au disque, la distribution recherchée en V_T peut s'écrire sous la forme :

$$\rho(V_T) = 2 \int_{-V_T - \langle V_x \rangle}^{V_T - \langle V_x \rangle} dw_x \frac{\exp\left(-\left[\frac{v_x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{\sqrt{V_T^2 - (\langle V_x \rangle + v_x)^2} - \langle V_z \rangle}{2\sigma_z^2}\right]\right)}{\sqrt{1 - \frac{(\langle V_x \rangle + v_x)^2}{V_T^2}}}, \quad (\text{A.12})$$

B. DISQUE DE TOOMRE

L'analyse du disque de Toomre permet d'obtenir directement la densité de surface du disque en fonction de la courbe de rotation. La description de cette méthode suit pas à pas celle de [Mel93].

La méthode consiste à résoudre l'équation de Laplace hors du disque, $\Delta\Phi = 0$, pour un disque infiniment mince et des conditions aux limites appropriées.

En coordonnées cylindriques, l'équation de Laplace s'écrit :

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{B.1})$$

Posons :

$$\Phi(R, z) = J(R)Z(z), \quad (\text{B.2})$$

l'équation s'écrit alors :

$$\frac{1}{J(R)R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dJ}{dR} \right) = \frac{-1}{Z(z)} \frac{d^2 Z}{dz^2}. \quad (\text{B.3})$$

La partie gauche ne dépend que de R , et celle de droite que de z . Donc les deux membres sont égaux à une constante $C = -k^2$, et nous devons résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{d^2 Z}{dz^2} - k^2 Z(z) = 0 \\ \frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dJ}{dR} \right) + k^2 J(R) = 0 \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

La solution de la première équation est : $Z(z) = S \exp(\pm kz)$, où S est une constante.

Pour la seconde, posons $u = kR$. L'équation est de la forme :

$$\frac{1}{u} \frac{d}{du} \left(u \frac{dJ}{du} \right) + J(u) = 0, \quad (\text{B.5})$$

dont les solutions qui restent finies en $R = 0$ sont les fonctions de Bessel cylindriques d'ordre 0. Le potentiel est donc :

$$\Phi_{\pm}(R, z) = J_0(kR) \exp(\pm kz) \quad (\text{B.6})$$

Considérons maintenant la fonction :

$$\Phi_k(R, z) = J_0(kR) \exp(-k|z|); k \in \mathfrak{R}^+ \quad (\text{B.7})$$

B. Disque de Toomre

Compte tenu du fait que $J_0(u)$ s'annule à l'infini, Φ_k tend vers zéro pour $|z|$ tendant vers l'infini et pour R tendant vers l'infini. Φ_k satisfait donc toutes les conditions pour être un potentiel généré par une distribution de densité isolée. De plus, pour $z > 0$, Φ_k coïncide avec Φ_- , et pour $z < 0$, Φ_k coïncide avec Φ_+ . Par conséquent, Φ_k est la solution de l'équation de Laplace partout, sauf en $z = 0$ (discontinuité).

La densité de surface responsable de la discontinuité est donnée par le théorème de Gauss :

$$4\pi G \int \rho(\vec{x}) d^3 \vec{x} = \int \vec{\nabla}^2 \Phi d^3 \vec{x} = \int \vec{\nabla} \Phi \cdot d\vec{S}. \quad (\text{B.8})$$

Localement sur le disque, on a donc :

$$4\pi G \Sigma S = \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_{z^+} - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_{z^-} \right] S. \quad (\text{B.9})$$

Comme $\Phi_k(R, z) = J_0(kR) \exp(-k|z|)$, on a donc les deux conditions suivantes :

$$\begin{cases} \lim_{z \rightarrow 0^-} \left(\frac{\partial \Phi_k}{\partial z} \right) = k J_0(kR) \\ \lim_{z \rightarrow 0^+} \left(\frac{\partial \Phi_k}{\partial z} \right) = -k J_0(kR) \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

L'intégrale de $\vec{\nabla} \Phi_k$ sur une surface fermée doit être égale à $4\pi G \Sigma_k$, et donc :

$$\Sigma_k(R) = -\frac{k}{2\pi G} J_0(kR) \quad (\text{B.11})$$

On peut maintenant trouver le potentiel généré par une densité de surface quelconque $\Sigma(R)$. Pour cela, on peut chercher une fonction $S(k)$ telle que si :

$$\Sigma(R) = \int_0^\infty S(k) \Sigma_k(R) dk = -\frac{1}{2\pi G} \int_0^\infty S(k) J_0(kR) k dk, \quad (\text{B.12})$$

alors, pour satisfaire l'équation

$$\Sigma = \frac{1}{2\pi G} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (\text{B.13})$$

on aura nécessairement

$$\Phi(R, z) = \int_0^\infty S(k) J_0(kR) e^{-k|z|} dk. \quad (\text{B.14})$$

$S(k)$ est la transformée de Hankel de $(-2\pi G \Sigma)$. Elle peut donc s'inverser :

$$S(k) = -2\pi G \int_0^\infty J_0(kR) \Sigma(R) R dR. \quad (\text{B.15})$$

En substituant l'expression de $S(k)$ dans le potentiel, on a donc :

$$\Phi(R, z) = -2\pi G \int_0^\infty J_0(kR) e^{-k|z|} dk \int_0^\infty \Sigma(R') J_0(kR') R' dR', \quad (\text{B.16})$$

où $\Sigma(R) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(R, z) dz$ est la densité de surface du disque.

Une quantité particulièrement intéressante est la vitesse de rotation :

$$V_{rot}^2(R) = R \left(\frac{\partial \Phi}{\partial R} \right)_{z=0} \quad (\text{B.17})$$

Si on reprend l'expression du potentiel en fonction de $S(k)$ et pour $z = 0$, on a

$$\Phi(R, 0) = \int_0^{\infty} J_0(kR) S(k) dk, \quad (\text{B.18})$$

soit :

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial R} \right)_{z=0} = \int_0^{\infty} S(k) \frac{\partial}{\partial R} J_0(kR) dk. \quad (\text{B.19})$$

La dérivée de la fonction de Bessel d'ordre 0 est la fonction de Bessel d'ordre 1 (au signe près). Donc

$$V_{rot}^2(R) = -R \int_0^{\infty} S(k) J_1(kR) k dk \quad (\text{B.20})$$

Comme on a une relation entre $\Sigma(R)$ et $S(k)$, on obtient

$$V_{rot}^2(R) = -R \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \Sigma(R) J_0(kR) R dR J_1(kR) k dk \quad (\text{B.21})$$

La contribution du disque à la vitesse de rotation, dans le plan équatorial, est donnée dans le cas d'un disque avec un profil de densité en double exponentielle comme celui que nous utilisons par [Bin87] :

$$V_{rot,disque}^2(R) = 4\pi G \rho_{\odot} \Sigma_0 R_d e^{R_{\odot}/R_d} y^2 [I_0(y) K_0(y) - I_1(y) K_1(y)] \quad (\text{B.22})$$

où $y = R/(2R_d)$ et I_n et K_n sont les fonctions de Bessel modifiées.

BIBLIOGRAPHIE

- [Ada96] Adams F.C, Laughlin G. Implications of white dwarfs galactic halos. *Astrophysical Journal*, 468:586, 1996.
- [Afo98] Afonso C., *et al.* (EROS Coll.). Eros 2 intensive observation of the caustic crossing of microlensing event macho smc-98-1. *Astronomy & Astrophysics*, 337:L17, 1998.
- [Afo99a] Afonso C. *Recherche de microlentilles gravitationnelles vers le Centre Galactique avec EROS 2*. PhD thesis, 1999.
- [Afo99b] Afonso C., *et al.* (EROS Coll.). Microlensing towards the small magellanic cloud. eros 2 two years analysis. *Astronomy & Astrophysics*, 1999.
- [Agu98] Aguilar-Benitez *et al.* *Particle Data Group*. American Institute of physics, 1998.
- [Alc93] Alcock C., Akelrof C.W., Allsman R.A., Axelrod T.S., Bennett D., *et al.* (MACHO Coll.). Possible gravitational microlensing of a star in the large magellanic cloud. *Nature*, 365:621, 1993.
- [Alc95a] Alcock C., Allsman R.A., Axelrod T.S., Bennett D., Cook K.H, *et al.* (MACHO Coll.). Theory of exploring the dark halo with microlensing. i. power-law models. *Astrophysical Journal*, 449, 1995.
- [Alc95b] Alcock C., *et al.* (MACHO Coll.). First observation of parallax in a gravitational microlensing event. *Astrophysical Journal*, 454, 1995.
- [Alc97a] Alcock C., Allsman R.A., Axelrod T.S., Bennett D., Cook K.H, *et al.* (MACHO Coll.). The macho project : 45 candidates microlensing events from the first year galactic bulge data. *Astrophysical Journal*, 479:119, 1997.
- [Alc97b] Alcock C., Allsman R.A., Axelrod T.S., Bennett D., Cook K.H, *et al.* (MACHO coll.). The macho project large magellanic cloud microlensing results from the first two years and the nature of the dark halo. *Astrophysical Journal*, 486:697, 1997.
- [Alc98] (EROS & MACHO Coll.) Alcock C. *et al.* Eros and macho combined limits on planetary-mass dark matter in the galactic halo. *Astrophysical Journal*, 499:L9–L12, 1998.
- [Alc5a] Alcock C., Allsman R.A., Axelrod T.S., Bennett D., Cook K.H, *et al.* (MACHO Coll.). Experimental limits on the dark matter halo of the galaxy from gravitational microlensing. *Physical Review Letters*, 74:2867, 1995a.

- [All76] Allen C.W. *Astrophysical Quantities*. Athlone, 1976.
- [Ans95] Ansari R., *et al.* (EROS Coll.). Variability of the eros # 2 microlensing candidate. *Astronomy & Astrophysics*, 299:L21, 1995.
- [Ans96a] Ansari R. Photometric reconstruction and data analysis softwares in the eros experiment. *Vistas in Astronomy*, 40:519, 1996.
- [Ans96b] Ansari R., B. Mansoux, M. Moniez. Caractérisation d'un système de déclenchement simple pour eros2. Note interne EROS 2, 15 mars, 1996.
- [Ans96c] Ansari R., *et al.* (EROS Coll.). Observational limits on the contribution of sub-stellar and stellar objects to the galactic halo. *Astronomy & Astrophysics*, 314:94, 1996.
- [Ard81] Ardeberg A., Maurice E. Kinematics of stars and interstellar gas along the inner side of the carina spiral feature. *Astronomy & Astrophysics*, 98:9, 1981.
- [Aub93] Aubourg E., Bareyre P., Bréhin S., Gros m., *et al.* (EROS Coll.). Evidence for gravitational microlensing by dark objects in the galactic halo. *Nature*, page 623, 1993. 365.
- [Bah84] Bahcall J.N. Self-consistent determinations of the total amount of matter near the sun. *Astrophysical Journal*, 276:169, 1984.
- [Bar89] Barlow R.J. *Statistics: A guide to the use of statistical methods in the physical sciences*. John Wiley and Sons, 1989.
- [Bau97] Bauer B. *Développement et mise au point du détecteur EROS 2 pour l'étude de microlentilles gravitationnelles. Etude comparative des céphéides dans les Nuages de Magellan*. PhD thesis, Université Paris 7, 1997.
- [Bea95] Beaulieu J-P. *EROS: Recherche de matière noire baryonique par effet de microlentille gravitationnelle. Céphéides et étoiles de pré-séquence principale des Nuages de Magellan*. PhD thesis, Université Paris 6, 1995.
- [Bea96] Beaulieu J.P., Sasselov D.D. Eros differential studies of cepheids in the magellanic cloud. In Frontières, editor, *Variable stars and the astrophysical returns of microlensing surveys*, 1996.
- [Ben95] Benetti S., Pasquini L., West R.M. First spectroscopic confirmation of a microlensing event towards the galactic bulge. *A&A Lett.*, 294:L37, 1995.
- [Ben98] Bennett D. Magellanic cloud gravitational microlensing results: What do they mean? *Physics Report*, 307:97, 1998.
- [Bie87] Bienaymé O., Robin A., Crézé M. The mass density in our galaxy. *Astronomy & Astrophysics*, 180:94, 1987.
- [Bin87] Binney J.J. *The Galaxy*. G. Glimore, R. Carswell, 1987.
- [Bin91] Binney J., Gerhard O.E *et al.* Understanding the kinematics of galactic centre gas. *MNRAS*, 252:210, 1991.

-
- [Bin94] Binney J.J, Tremaine S. *Galactic Dynamics*. Princeton Univ. Press, 1994.
- [Bra93] Brand J., Blitz L. The velocity field of the outer galaxy. *Astronomy & Astrophysics*, 275:67, 1993.
- [Bur98] Burles S., Tytler D. The deuterium abundance toward q1937-1009. *Astrophysical Journal*, 499:699, 1998.
- [Cal91] Caldwell J., M.J Keane, P.L Schechter. A scanned cccd search for cepheids and other variables in crux and centaurus. *Astronomical Journal*, 101:1763, 1991.
- [Car98] Carr B.J. Dynamical constraints on dark compact objects. *Physics Report*, 307:83, 1998.
- [Cas91] (IMB-3 Coll. Casper D.,Becker-Szendy R., Bratton C.B., *et al.* Measurement of atmospheric neutrino composition with the imb-3 detector. *Phys. Rev. Letters*, 66:2561, 1991.
- [Cav94] Cavalier F. *Recherche de naines brunes dans le halo galactique par effet de lentille gravitationnelle. Analyse des données photographiques de l'expérience EROS*. PhD thesis, Université Paris 11 Orsay, 1994.
- [Cha20] Refsdal S. Chang K. Flux variations of qso 0957+561a,b and image splitting by stars near the light path. *Nature*, 221:329, 1920.
- [Cha96] Chabrier G., Segretain L., Méra D. Contribution of brown dwarfs and white dwarfs to recent microlensing observations and to the halo mass budget. *Astrophysical Journal*, 468:L21, 1996.
- [Chw20] Chwolson O. Uber eine mogliche form fiktiver dopperlsterne. *Astr. Nachrichten*, 221:329, 1920.
- [Com94] Pfenniger D. Combes F. Is dark matter in spiral galaxies cold gas? ii. fractal models and star non-formation. *Astronomy & Astrophysics*, 285:94, 1994.
- [Cop95] Copi C.J, Schramm D.N, Turner M.S. Big-bang nucleosynthesis and the baryon density of the universe. *Science*, 267:192, 1995.
- [Cor73] Cordwell Mc Carthy C., Miller E.W. Faint o-b3 stars in the centaurus section of the milky way. *Astronomical Journal*, 78:33, 1973.
- [Cre98] Creze M., Chereul E., Bienaymé O., Pichon C. The distribution of nearby stars in phase space mapped by hipparcos. *Astronomy & Astrophysics*, 329:920, 1998.
- [de 64] de Vaucouleurs G. *The Galaxy and the Magellanic Clouds*. Canberra: Aust. Acad. Sci., 1964.
- [Der98] Derue F. *et al.* Preliminary results of the EROS II experiment towards the Spiral Arms of the Galaxy. In College de France, editor, *Quatrième rencontre internationale sur la recherche d'effets de microlentille gravitationnelle*, 1998.

- [Der99] *et al* (EROS Coll.) Derue F., Afonso C., Albert J-N. Observation of microlensing towards the galactic spiral arms. eros ii 2 year survey. *A&A*, 1999. astro-ph/9903209.
- [Di 95] Di Stefano R., Esin A.A. Blending of light in gravitationnal microlensing events. *ApJ Lett.*, 448:L1, 1995.
- [Dom96] Dominik M. *Galactic microlensing beyond the standard model*. PhD thesis, Universitat Dortmund, 1996.
- [Duc91] Duquenois A., M. Mayor. Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. *Astronomy & Astrophysics*, 248:485, 1991.
- [Dwe95] Dwek E., Arendt R.G. *et al*. Morphology, near-infrared luminosity, and mass of the galactic bulge from coibe dirbe observations. *Astrophysical Journal*, 445:716, 1995.
- [Edd19] Eddington A.S. The total eclipse of 1919 may 29 and influence of gravitation of light. *Observatory*, 42:119, 1919.
- [Edd20] Eddington A.S. *Space, time and gravitation*. Cambridge University Press, Cambridge, 1920.
- [Ein15] Einstein A. *Erklärung der Perihelbewegung des Merkur aus der allgemeinen Relativitätstheorie*. Sitzungber. Preuß. Akad. Wissensch., erster Halbband, 1915.
- [Ein36] Einstein A. Lens-like action of a star by the deviation of light in the gravitationnal field. *Nature*, 84:506, 1936.
- [Eva94a] Evans N.W. The power-law galaxies. *MNRAS*, 267:333, 1994.
- [Eva94b] Evans N.W, Jijina J. Microlensing by the milky way halo. *MNRAS*, 267:L21, 1994.
- [Fer95] Beattie B., Evans N.R., Seager S. Fernie J.D. A database og galactic cepheids. *IBVS*, 4148, 1995.
- [Fic91] Fich M, Tremaine S. *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, 29:409, 1991.
- [Fuk98] Fukugita M., Hogan C.J, Peebles P.J.E. The cosmic baryon budget. *Astrophysical Journal*, 503:518, 1998.
- [Gau97] Gaucherel C. PhD thesis, Université de Paris 11, 1997.
- [Geo88] J. Boulesteix, *et al*. Georgelin Y.M. Galactic structure between $l = 305^\circ$ and $l = 312^\circ$. *Astronomy & Astrophysics*, 205:95, 1988.
- [Geo94] Amram P., Georgelin Y.P. *et al*. Georgelin Y.M. Deep h_α survey of the milky way. *A&A Suppl*, 108:513, 1994.
- [Gil99] Gilmore G. Baryonic dark matter : limits from hst and iso. *IDM98*, 1999.
- [Gol98] Goldberg D.M. Using astrometry to deblend microlensing events. *Astrophysical Journal*, 498:156, 1998.

-
- [Gol99] Goldman B. PhD thesis, Université de Paris 11, 1999. CEA-DAPNIA/SPP.
- [Gou92] Gould A., J.N Bahcall, C. Flynn. Disk m dwarf luminosity function from hst star counts. *Astrophysical Journal*, 465:759, 1992.
- [Gou95] Gould A. A new macho search strategy. *Astrophysical Journal*, 447:491, 1995.
- [Gou96] Gould A. Les microlentilles gravitationnelles. *Collège de France report LPC 96-23*, 1996.
- [Gou97] Gould A., Bahcall J.N., Flynn C. M dwarfs from hubble space telescope star counts. iii. the groth strip. *Astrophysical Journal*, 482:913, 1997.
- [Gra96a] Graff D., Freese K. Analysis of a hst search for red dwarfs : limits on baryonic matter in the galactic halo. *Astrophysical Journal*, 456:L49, 1996.
- [Gra96b] Graff D., Freese K. The mass function of low-mass halo stars : limits on baryonic halo dark matter. *Astrophysical Journal*, 467:L65, 1996.
- [Gra98] Graff D., Laughlin G., Freese K. Machos, white dwarfs, and the age of the universe. *Astrophysical Journal*, 499:7, 1998.
- [Gri92] Griest K., Hu W. Effect of binary sources on the search for massive astrophysical compact objects. *Astrophysical Journal*, 397:362, 1992.
- [Gri94] Grison P. *Recherche des étoiles variables dans la base de données EROS, résultats et analyses préliminaires*. PhD thesis, Université Paris VII, 1994.
- [Ham99] Hamilton J-C. *Recherche automatisée de supernovæ A des distances intermédiaires et analyse photométrique de leurs courbes de lumière*. PhD thesis, Université de Paris 11, 1999.
- [Han96] Han C., Gould A. Statistics of microlensing optical depth. *Astrophysical Journal*, 449:521, 1996.
- [Han97] Han C., Gould A. Einstein radii from binary source lensing events. *Astrophysical Journal*, 480:196, 1997.
- [Har98] Hardin D. *Recherche de supernovæ avec EROS & mesure du taux d'explosion de supernovæ*. PhD thesis, Université de Paris 11, 1998. CEA-DAPNIA/SPP.
- [Heg86] Hegyi D.J, Olive K.A. A case against baryons in galactic halos. *ApJ*, 303:56, 1986.
- [Hil86] Hills J.G. Limitations on the masses of objects constituting the missing mass in the galactic disk and the galactic halo. *Astron. J.*, 92:595, 1986.
- [Jun96] Jungman G., M. Kamionkowski, Griest K. Supersymmetric dark matter. *Phys. Rep.*, 267:195, 1996.
- [Kam92] Kamiokande Collaboration, Kirata K.S *et al.* *Phys. Letters*, B205:416, 1992.
- [Kui89] Kuijken J., Gilmore G. The mass distribution in the galactic disc - part two - determination of the surface mass density of the galactic disc near the sun. *MNRAS*, 239:605, 1989.

- [Kui91] Kuijken J., Gilmore G. The galactic disk surface mass density and the galactic force $k(z)$ at $z = 1.1$ kiloparsecs. *ApJ*, 367:L9, 1991.
- [Lap98] Laplace, Pierre Simon Marquis de. *Exposition du système monde*. 1798.
- [Las00] Lasserre T. PhD thesis, Université de Paris 11, 2000. CEA-DAPNIA/SPP.
- [Mad86] Madsen C., Lausten S. *ESO Messenger*, 46:12, 1986.
- [Man97] Mansoux B. *Première analyse des données relatives aux bras spiraux de la voie lactée dans l'expérience EROS 2*. PhD thesis, Université Paris 7, 1997.
- [Mao91] Mao S., B. Paczyński. Gravitational microlensing by double stars and planetary systems. *Astrophysical Journal*, 374:9, 1991.
- [Mel93] Mellier Y. Physique des galaxies et structure de l'univers. cours DEA Astrophysique et techniques spatiales, 1993.
- [Mel98] Mellier Y. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 37, 1998.
- [Mer98a] Mera D., Chabrier G, Schaeffer R. Towards a consistent model of the galaxy : I. star counts and microlensing observations. *Astronomy & Astrophysics*, 1998.
- [Mer98b] Mera D., Chabrier G, Schaeffer R. Towards a consistent model of the galaxy : Ii. derivation of the model. *Astronomy & Astrophysics*, 1998.
- [Met97] Metzger M.R, P.L Schechter. A search for distant galactic cepheids toward $l = 60^\circ$. *astro-ph/9711293*, 1997.
- [Moh98] Mohr J, Mathiesen B., Evrard G. Properties of the intracluster medium in an ensemble of nearby galaxy clusters. *Astrophysical Journal*, 1998. *astro-ph/9901281*.
- [Muz73] Muzzio J.C, C. Mc Carthy. Faint o-b3 stars in a region in norma. *Astronomical Journal*, 78:924, 1973.
- [New30] Newton I. *Opticks, or a treatise of the reflection, refraction, inflection and colours of light*. Roller D.H, Dover New York, 1952, 1730.
- [Ohj94a] Ohja D.K., Bienaymé O., Robin A.C., Mohan V. A multicolor survey of absolute proper motions : galactic structure and kinematics in the direction of the galactic centre at intermediate galactic latitude. *A&A*, 290:771, 1994.
- [Ohj94b] Ohja D.K., Bienaymé O., Robin A.C., Mohan V. A new ubv and proper motion survey in the anticentre direction at intermediate galactic latitude : kinematics of the galaxy's stellar populations. *A&A*, 284:810, 1994.
- [Oor32] Oort J.H. The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 6:349, 1932.
- [Oor77a] Oort J.H. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15:295, 1977.
- [Oor77b] Oort J.H. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15:295, 1977.
- [Pac86] Paczyński B. Gravitational microlensing by the galactic halo. *Astrophysical Journal*, 304:1, 1986.

-
- [Pac96] Paczyński B. Gravitational microlensing in the local group. *Annual Review of astronomy and astrophysics*, 34:419, 1996.
- [Pal97a] Palanque-Delabrouille N. *Research on galactic dark matter implied by gravitational microlensing*. PhD thesis, Université de Paris 7, 1997. CEA-DAPNIA/SPP.
- [Pal97b] Palanque-Delabrouille N., *et al.* (EROS Coll.). Microlensing towards the small magellanic cloud. eros 2 first year survey. *Astronomy & Astrophysics*, 332:1, 1997.
- [Pay73] Gaposchkin Payne. *The Magellanic Cloud*. Reidel, 1973.
- [Pea98] Peacock J.A. *Cosmological physics*. Cambridge, 1998.
- [Pec59] Pecker J.C, Schatzman E. *Astrophysique générale*. Masson, 1959.
- [Per92] Persic M., Salucci P. The baryon content of the universe. *M.N.R.A.S.*, 258:14, 1992.
- [Per99] et al Perlmutter S. Measurements of omega and lambda from 42 high-redshift supernovae. *Astrophysical Journal*, 1999. astro-ph/9812133.
- [Pri96] Primack J.R. Status of cosmological parameters. In Proceedings of the international school of physics Enrico Fermi, editor, *Dark matter in the Universe*, 1996.
- [Ref64a] Refsdal S. The gravitational lens effect. *M.N.R.A.S.*, 128:295, 1964.
- [Ref64b] Refsdal S. On the possibility of determining hubble's parameter and the masses of galaxies from the gravitational lens effect. *M.N.R.A.S.*, 128:307, 1964.
- [Ref66] Refsdal S. On the possibility of determining the distances and masses of stars of galaxies from the gravitational lens effect. *M.N.R.A.S.*, 134:315, 1966.
- [Reg00] Regnault N. PhD thesis, Université de Paris 7, 2000.
- [Rei93] Reid. *Astronomy & Astrophysics*, 1993.
- [Ren96] Renault C. *Recherche de matière noire galactique par effet de microlentille gravitationnelle*. PhD thesis, Université Paris 7, 1996. CEA-DAPNIA/SPP.
- [Ren97] Renault C., *et al.* (EROS Coll.). Observational limits on machos in the galactic halo. *Astronomy & Astrophysics*, 324:69, 1997.
- [Ric92] Richer H.B., Fahlman G.G. Low-mass strrs in the spheroid of our galaxy. *Nature*, 358:383, 1992.
- [Rie97] FILIPPENKO, ALEXEI V.; CHALLIS, PETER, et al Riess A. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *AJ*, 116:1009, 1997.
- [Rob86] Robin A.C, Crézé M. Stellar populations in the milky way : a synthetic model. *A&A*, 157:71, 1986.
- [Ros98] Rose W.K. *Advanced stellar astrophysics*. Cambridge University Press, 1998.
- [Rou97] Roulet E., Mollerach S. Microlensing. *Phys. Rept*, 279:67, 1997.

- [Row96] Rowan-Robinson M. *Cosmology*. Clarendon Press. Oxford, 1996.
- [Ruj92] Jetzer P., Masso E. Rujula De A. On the nature of the dark halo of our galaxy. *A&A*, 254:99, 1992.
- [Rus98a] Russeil D. *Etude multispectrale des régions d'hydrogène ionisé dans notre Galaxie*. PhD thesis, Université de Provence (Aix-Marseille I), 1998.
- [Rus98b] Georgelin Y.M, Amram P., Gach J.L., Georgelin Y.P. and Marcelin M. Russeil D. Deep h_α survey of the milky way. the $l = 301^\circ$ to $l = 324^\circ$ area. *A&A Suppl.*, 130:119, 1998.
- [Sac97] Sackett P. Does the milky way have a maximal disk? *Astrophysical Journal*, 483:103, 1997.
- [Sal55] Salpeter E. The luminosity function and stellar evolution. *Astrophysical Journal*, 121:161, 1955.
- [Sar86] Sarazin C.L. X-ray emission from clusters of galaxies. *Rev. of Modern Physics*, 58:1, 1986.
- [Sar97] Sarrazin M. A study of the impact of el niño on the clou cover above eso observations in chile. *The Messenger*, 90, December 1997.
- [Sch92] J. Ehlers, E.E Falco Schneider P. *Gravitational Lenses*. Springer-Verlag, 1992.
- [Sch97] Schaeffer R., Mera D., Chabrier G. The nature of dark matter in our galaxy. *Acta Phys. Polonica B*, 29:1905, 1997.
- [Sol04] Soldner J. *Über die Ablenkung eines Lichtstrahls von seiner geradlinigen Bewegung durch die Attraktion eines Weltkörpers, an welchem er nahe vorbeigeht*. Berliner Astron. Jahrb., 1804.
- [Sta94] Stanek KZ, Mateo M., Udalski A. *et al.* Color-magnitude diagram distribution of the bulge red clump stars: Evidence for the galactic bar. *ApJ Lett*, 429:L73, 1994.
- [Sup98] Super-Kamiokande Collaboration, Kirata K.S *et al.* Study of the atmospheric neutrino flux in the multi-gev energy range. *pre-print hep-ex/9805006*, 1998.
- [Tan06] Tanvir N. Cepheids as distance indicators. *astro-ph/9611027*, 1006.
- [Tur99] Turner M. Dark matter and dark energy in the universe. *ASP Conference Series*, 666, 1999.
- [Uda94a] Udalski A., Szymański M., Kaluzny J., Kubiak M., Krzemiński W., *et al.* (OGLE Coll.). The optical gravitational lensing experiment. the optical depth to gravitational microlensing in the direction of the galactic bulge. *Act. Astr.*, 44:165, 1994.
- [Uda94b] Udalski A., Szymański M, Kaluzny J, Kubiak M, Mateo M., *et al* (OGLE Coll.). The optical gravitational lensing experiment. discovery of three further microlensing events in the direction of the galactic bulge. *ApJ Lett.*, 426:L69, 1994.

- [Uda94c] Udalski A., Szymański M, Mao S., Di Stefano R., Kaluzny J., *et al* (OGLE Coll.). Are the ogle microlenses in the galactic bar? *ApJ Lett.*, 436:L113, 1994.
- [Wal79] R.F Carswell, R.J Weymann Walsh D. *et al.* *Nature*, 279:381, 1979.
- [Wel96] Welch D., Alcock C., Allsman R.A. *et al.* Cepheids in the lmc : results from the macho project. In Frontières, editor, *Variable stars and the astrophysical returns of microlensing surveys*, 1996.
- [Wys97] Wyse R. F.G., Gilmore G., Franx M. Galactic bulges. *Galactic bulges*, 35:637, 1997.
- [Zha96a] Zhao H., Mao S. On the microlensing optical depth of the galactic bar. *MNRAS*, 1996.
- [Zha96b] Zhao H, Spergel D.N., Rich R. A consistent microlensing model for the galactic bar. *MNRAS*, 282:175, 1996.
- [Zwi33] Zwicky F. Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln. *Helv. Phys. Acta*, 6:110, 1933.
- [Zwi7b] Zwicky F. On the probability on detecting nebulae which act as gravitational lenses. *Phys. Rev Lett.*, 51:679, 1937b.

REMERCIEMENTS

Je remercie MM. François Richard et Jacques Lefrançois pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire dans le groupe EROS II.

Je remercie MM. Richard Schaeffer et Christopher Stubbs d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse (merci à Chris d'avoir fait le déplacement depuis Seattle et d'avoir lu ce manuscrit en français).

Je remercie MM. Pierre Aguer et Pierre Binetruy d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

Enfin je remercie M. François Richard d'avoir accepté la présidence de ce jury.

Le travail de thèse dans une collaboration comme EROS II est, à mon sens, un travail éminemment collectif. En trois ans j'ai pu avoir, à différents niveaux, des échanges avec l'ensemble des membres de la collaboration : vie du thésard au jour le jour, réunions hebdomadaires, prise de données à La Silla, production des données à Lyon, travail d'analyse, conseils et discussions, relecture du manuscrit. Qu'il me soit donc permis, pour n'oublier personne ou faire des jaloux, d'effectuer un remerciement collectif aux membres des « autres groupes ».

J'ai passé trois belles années au Laboratoire; celà est dû à la gentillesse - et à la compétence! - des membres du groupe LAL. Je remercie bien sur Marc, mon chef bien aimé, mais aussi les autres grands chefs : François, Jacques, Olivier, Réza et les esclaves : Bruno et Nicolas. J'ai eu la chance de voir « les savants » à l'œuvre avec leur bébé EROS, mais aussi les prémices de la participation du groupe à Planck-Surveyor. Je vous souhaite de belles expériences dans le futur et plein de succès avec Planck.

J'aimerais saluer les autres membres du Laboratoire : groupes de physique, informatique, secrétariat scientifique, service mission, etc.

La thèse étant aussi l'accomplissement de pas mal d'années d'études je salue bien bas ceux qui m'ont accompagné durant toutes ces années (certains hélas se sont perdus à différents niveaux d'années de fac), et ceux qui vont encore souffrir un peu avant de passer leur thèse (je leur souhaite bon courage).

Enfin je remercie les membres de ma famille pour leurs encouragements durant toutes ces années et pour avoir supporté un caractère parfois difficile et souvent « tête en l'air » (mais ce sont des calomnies).

